Visuelle Helligkeitsmessungen der Rayleigh-Streuung des Benzols in Abhängigkeit von der Wellenlänge

---

INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung der Doktorwürde
genehmigt von der Philosophischen Fakultät
der Friedrich-Wilhelms-Universität
zu Berlin

Von

Arthur Francis Turner
aus Detroit, Michigan, U.S.A.

Tag der Promotion: 10. 5. 1935

Tag der mündlichen Prüfung: 29. 11. 1934

Dr. Emil Ebering, Berlin NW 7, Mittelstraße 29.

86

Referenten: Prof. Dr. M. Czerny
Prof. Dr. A. Wehnelt

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meinen Eltern

Charakteristisch für die klassische molekulare Lichtzerstreuung, die sog. Rayleigh-Streuung, ist ihre starke Abhängigkeit von der Wellenlänge. Für Flüssigkeiten wird folgende Formel abgeleitet,[1] die die Beziehung zwischen der transversal beobachteten Streuhelligkeit e_s und der Beleuchtung E des streuenden Volumens, dessen Dicke in der Beobachtungsrichtung h sein möge, angibt:

$$1) \qquad \frac{e_s}{hE} = \frac{\pi^2}{2} \frac{k\,T\,\beta}{\lambda^4} f(\lambda) \left[\frac{6(1+\Delta)}{6-7\Delta}\right]$$

Hierbei bedeutet,

λ die Vakuumwellenlänge
k Boltzmannsche Konstante
T absolute Temperatur
β Kompressibilität
$f(\lambda)$ eine Funktion der Wellenlänge
Δ Depolarisationsgrad.[2]

Der bekannte Faktor λ^{-4} bringt die erwähnte starke Wellenlängenabhängigkeit zum Ausdruck. Der Faktor $f(\lambda)$ hat im allgemeinen eine so kleine Dispersion gegenüber λ^{-4}, daß er als ein Korrektionsfaktor anzusehen ist. Diese Korrektion $f(\lambda)$ rührt von der Dispersion des Mediums her und wird klassisch aus der Lorenz-Lorentz-Beziehung einmal zu $(n^2-1)^2\left(\frac{n^2+2}{3}\right)^2$, einmal zu $(n^2-1)^2$ gefunden.[1] Entscheidendes experimentelles Material liegt nicht vor.[3] Überhaupt ist die Helligkeit des Rayleigh-Streulichtes in Abhängigkeit von λ nur gelegentlich untersucht worden, einerseits direkt,[4] anderseits indirekt über die Raman-Linien.[5] Die

---

1. siehe z. B. J. Cabannes, „La Diffusion Moléculaire de la Lumiere" (im Nachfolgenden einfach als „Cabannes" bezeichnet) Kapitel XI. (Presses Universitaires de France, 1929).
2. Das Intensitäts-Verhältnis der parallel der Einfallsrichtung schwingenden Streulichtkomponente zur dazu senkrechten.
3. Cabannes, S. 242.
4. Martin & Lehrman, Journ. of Phys. Chem., 26, S. 75, 1922.
5. Zusammengefaßt in K. W. F. Kohlrausch, „Smekal-Raman-Effekt", S. 101 (Verlag Springer, Berlin 1931).

Resultate bestätigen zwar im allgemeinen die λ^{-4}-Gesetzmäßigkeit, doch fehlen bis jetzt systematische Untersuchungen über den genaueren Verlauf der Streuhelligkeit, oder vielleicht besser gesagt, über den Verlauf des Korrektionsfaktors $f(\lambda)$ mit der erregenden Wellenlänge. Hierauf hat Cabannes[6] schon hingewiesen.

Vorliegende Arbeit wurde deshalb auf Anregung von Herrn Prof. P. Pringsheim begonnen als Vorbereitung zu einer geplanten Untersuchung der Streuhelligkeiten von Benzol in der Nähe seiner ultravioletten Absorptionsbanden. Es stellte sich dabei heraus, daß schon in Visuellen gewisse Abweichungen von dem durch Gln. 1 gegebenen Verhalten [mit den beiden Annahmen über $f(\lambda)$] auftreten. Es schien daher nicht ohne Interesse, diese vorerst etwas genauer festzulegen. Dabei wurde die ganze Aufmerksamkeit auf die eine Substanz, C_6H_6, konzentriert, nunmehr mit dem Ziel, die relative Streuhelligkeit über das ganze visuelle Spektrum möglichst gut kennen zu lernen. Der erste Teil der Arbeit wird sich mit diesen Helligkeitsmessungen befassen.

Wichtig für die Beurteilung der Sauberkeit des untersuchten Benzols sind Messungen des Depolarisationsgrades. Es wurde eine Methode entwickelt, die es gestattete, den Depolarisationsgrad trotz der schwachen Helligkeiten visuell zu messen, und zwar im monochromatischen Licht. Die Ergebnisse dieser Polarisations-Messungen sind Gegenstand des zweiten Hauptteils der Arbeit.

Zum Schluß werden in 3 Anhängen einige spezifische Fragen über Meßmethodik usw. behandelt, die im Laufe der Arbeit auftauchten.[7]

Erster Teil.

Helligkeitsmessungen.

Meßprinzip: Im Prinzip sind die Messungen sehr einfach. Benzol wird mit monochromatischem, unpolarisiertem Licht verschiedener Wellenlängen stark beleuchtet. Die Helligkeit des unter 90° gestreuten Lichtes wird mit einem Photometer gemessen, dessen Vergleichslicht der Lampe entstammt, die zur Beleuchtung der Flüssigkeit dient. Diese Helligkeit wird auf die in gleicher

6. Cabannes, Journ. de Phys. VIII, S. 321, 1927.
7. Eine Inhaltsangabe befindet sich am Ende der Arbeit.

Weise gemessene Helligkeit eines Streukörpers, der an Stelle des Benzols in den Beleuchtungsstrahlengang eingesetzt wird, bezogen. Die Helligkeit dieses Streukörpers dient als „Normal-Helligkeit". Der Streukörper ist das „Grau-Normal", dessen spektrale Abhängigkeit für sich untersucht werden muß.

Es wurden 13 Linien zwischen der roten Cd ($\lambda = 644$ mμ) und der blauen Hg ($\lambda = 435$ mμ) visuell photometriert. Zwei weitere Linien, Hg 404—7 mμ bzw. 365 mμ, konnten erfaßt werden nach Ersetzen des beobachtenden Auges durch eine Kamera, jedoch aus äußeren Gründen mit wesentlich geringerer Genauigkeit als es bei den visuellen Messungen möglich war.

Strahlengang: Fig. 1 gibt den Strahlengang schematisch wieder. Die starke Beleuchtung des Benzols an der Stelle B'_1 wird durch den primären Strahlengang $Q\,K_1O\,B'_1$ bewirkt (siehe Fig. 1 für nähere Erläuterung der Buchstaben), der dem eines gewöhnlichen Projektions-Systems entspricht. Ein vergrößertes Bild (Q') der Lichtquelle Q wird durch die Kondensorlinse K_1 auf das photo-

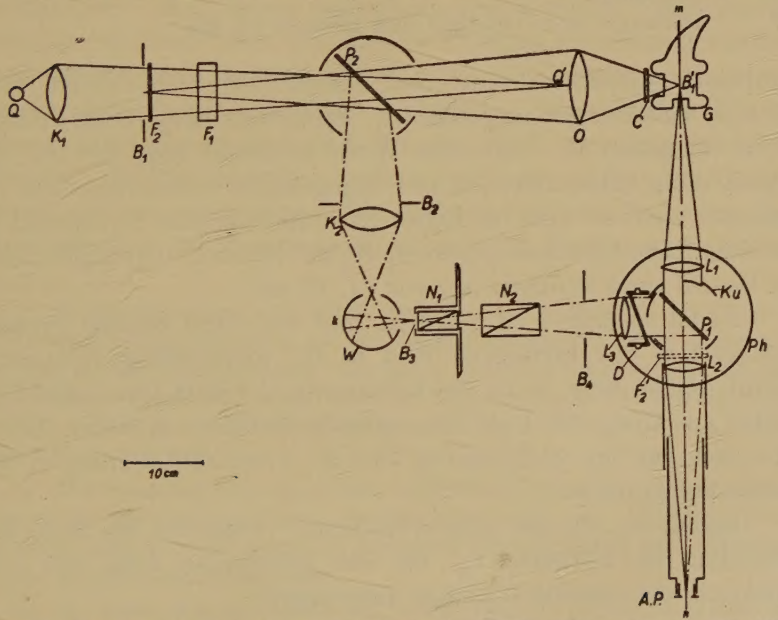


Fig. 1. Strahlengang (relative Abstände der Teile naturgetreu). Strahlen des primären (Beleuchtungs-) Strahlengangs ————, des Nebenstrahlengangs —·—·

Erläuterung:

A.P.	Austrittspupille des Photometers, Durchmesser 8 mm.
B_1	Kreisrunde Blende, Durchmesser 36 mm, zugleich Filterhalter.
B_{234}	Kreisrunde Blenden.
C	Kalkspat-Depolarisationsplatte (S. 9).
D	Drehplatte-Vorrichtung (S. 93).
F_1	Bärsches Dinitrobenzol-Filter (S. 9).
F_2 F'_2	Lichtfilter (S. 25 Tab. 1).
G	Streugefäß zur Aufnahme des Benzols (S. 36).
K_1	Zeiß-If-Kondensor, f/1 (f 50 mm).
K_2	Kondensor, f/1,5 (f = ca. 150 mm).
Ku	Photometer „Kuppel" (S. 15).
L_{123}	Photometer-Linsen, Brennweiten 250 mm, 300 mm bzw. 300 mm.
N_1	Glan-Thompson Polarisations-Prisma, Querschnitt 12 mm × 12 mm (Polarisator).
N_2	Glan-Thompson, Querschnitt 15 mm × 15 mm (Analysator).
O	Beleuchtungsobjektiv („Tachar") f/1,8, f = 120 mm.
P_1	Photometer-Glasplatte.
P_2	1—3 Glasplatten.
Ph	Photometer (S. 13).
Q	Lichtquelle.
W	Glaskugel, innen mit MgO weiß gemacht (S. 10).

graphische Objektiv O entworfen, dessen ganze freie Öffnung (ca. 60 mm) dadurch gut ausgefüllt ist. Seinerseits bildet O die Blende B_1 in B'_1 scharf ab. Auf diese Weise bekommt man bei B'_1 ein gleichmäßig beleuchtetes, scharf abgegrenztes Volumenelement im Benzol, welches sich im später zu besprechenden Streugefäß G befindet. Die Einschnürungsstelle B'_1 des Beleuchtungskegels hatte im Benzol einen Durchmesser von ca. 12 mm.

Es ist besonders zu beachten, daß mit einem solchen Projektionssystem das kreisrunde Bild in B'_1 gleichmäßig beleuchtet bleibt, selbst dann, wenn die Lichtquelle Q lokale Unregelmäßigkeiten (im Glas, usw.) über ihre strahlende Fläche aufweist. Diese bewirken nur eine gleichmäßig über B'_1 verteilte Änderung in der Beleuchtungsstärke.[1]

Blende B_1, die mit einem Tischchen verbunden ist, dient zur Aufnahme der Farbfilter F_2, die die gewünschte Linie aus dem Spektrum der jeweiligen Lampe aussondern.

---

1. siehe z. B. Hardy und Perrin, Principles of Optics, S. 538. (McGraw Hill Co. N.Y. 1932.)

Für die visuellen Messungen ($\lambda \geqq 435$ mμ) war ein Bärsches Dinitrobenzol-Filter[2] F_1 dauernd eingeschaltet. Dies ist für 435 noch sehr durchlässig, schneidet dann nach blau hin bald ab, und unterdrückt 404—7 und das U.V. vollständig (photographisch nachgeprüft).

Zwischen Beleuchtungsobjektiv O und Streugefäß G ist dauernd eine Kalkspatplatte C eingeschaltet, deren Funktion es ist, das Licht vor Beleuchtung des Benzols völlig zu depolarisieren. Dies ist eine notwendige Maßnahme, wegen der polarisierenden Wirkung der im primären Strahlengang befindlichen Glasplatte(n) P_2, deren Zweck unten erwähnt wird. Die Messungen sollen nämlich bei Beleuchtung mit unpolarisiertem Licht erfolgen. Es hat sich aber auch gezeigt, daß bei Benutzung verschiedener Linsen als K_1 und O geringfügige Änderungen im gemessenen Depolarisationsgrad auftraten,[3] die nur dann verschwanden, wenn die Kalkspatplatte benutzt wurde.

In der Literatur findet man verschiedene „Depolarisatoren" beschrieben.[4] Wir haben einfach ein 3 mm dickes, beiderseitig poliertes Spaltungsstück aus klarem Kalkspat verwendet, dessen Hauptschnitt einen Winkel von 45° mit der Einfallsebene (horizontaler Ebene) der Glasplatte P_2 bildete. Diese Kalkspatplatte erzeugt einen Gangunterschied, der sehr stark vom Einfallswinkel abhängt. Bei der gewählten Dicke entsteht ein zusätzlicher Gangunterschied von einer ganzen Wellenlänge bei jeder Änderung des Einfallswinkels (im Hauptschnitt) um nur 6′.[5] Stellt man die Platte

---

2. R. Bär, Hel. Phys. Acta, Vol V, Fasc. Tertius, 25. IV. 1932. m-Dinitrobenzol wird in C_6H_6 aufgelöst bis 404—7 verschwindet. Obwohl das Filter von Zeit zu Zeit erneuert wurde, war keine Änderung festzustellen. Wegen seiner idealen Eigenschaften dürfte es das früher benutzte Chinin-Sulfat vollkommen verdrängen. Für die Wichtigkeit des Vorhandenseins dieses Filters siehe Cabannes S. 186.

3. Der Grund ist nicht ganz klar, vielleicht lag es an den starken Krümmungen der verwendeten Linsen, die eine Polarisation des primären Lichts zur Folge gehabt hätten, wenn die Justierung auf Koinzidenz aller optischen Achsen mangelhaft gewesen wäre.

4. W. Hanle, ZS. für Instrkd. 51, S. 488, 1931. — J. Cabannes, Ann. de Phys. XIX, S. 229, 1933.

5. J. Müller, Pogg. Ann. der Phys. und Chem. 35, S. 95, 1835, hat die Polarisations-Erscheinungen bei einer solchen Platte eingehend behandelt.

in dem konvergenten Strahlengang zwischen O und dem von ihm entworfenen Bild (B'_1) auf, so erleiden die verschieden geneigten Strahlen eines zu einem Punkt p im Bild gehörenden Strahlenbündels alle möglichen Phasenverzögerungen, die im Punkt p sich überlagern. Das Licht wird „depolarisiert".

Bei Ph befindet sich das Photometer, welches nach einem von Rayleigh[6] angegebenen Prinzip gebaut ist. In diesem Typus hat man als Gesichtsfeld eine mit Licht ausgefüllte Linse (hier L_2, Fig. 1), die die eigentliche Lichtquelle in der Austrittspupille (A.P.) des Instrumentes auf das beobachtende Auge abbildet.

Die ganze Optik des Photometers ist auf einem Tischchen montiert. Sie besteht aus drei einfachen Linsen L_1, L_2, L_3 und einer unter 45° gegen die optischen Achsen geneigten Klarglasplatte P_1. Letztere ist in eine „Kuppel" eingebaut, die ein mechanisches Blendensystem bildet, welches das Gesichtsfeld des Photometers in ein Vergleichsfeld und ein Streulichtfeld teilt. Die nähere Beschreibung wird später (S. 15) gegeben. B'_1 liegt in der Brennebene von L_1; die Blende B_3, welche die eigentliche Photometervergleichsquelle ist (siehe unten), in der Brennebene von L_3, so daß die Glasplatte von parallelen Strahlen durchsetzt wird.

Zunächst wird der Tyndallkegel bei B'_1 in A.P., die Austrittspupille des Photometers, mittels L_1 L_2 abgebildet. A.P. ist eine einsteckbare runde Blende von 8 mm Durchmesser, die einen zentralen Teil des Tyndalkegels für die Beobachtung ausblendet.

Die optische Achse m n des Photometers schneidet die Achse des primären Strahlengangs unter einem rechten Winkel (transversale Beobachtung).

Das Vergleichslicht für das Photometer wird durch den Nebenstrahlengang $P_2K_2WL_3$ vermittelt. Mit Hilfe der in einem schwarzen Kasten eingebauten Glasplatte(n) P_2 wird etwas von dem Licht des primären Strahlenganges in die Kondensorlinse K_2 abgezweigt. Diese bildet die Blende B_1 in der Eintrittsöffnung der kleinen weißen Kugel W ab. Letztere besteht aus einer Glaskugel (Lampenglocke) von 50 mm Durchmesser, innen mit brennendem Mg-Band weiß

---

6. Die Priorität wird gelegentlich entweder Maxwell, Helmholtz oder Rayleigh zugewiesen; auf jeden Fall hat letzterer die Idee in Phil. Mag. 34, S. 309, 1892, benutzt. Siehe auch: Hardy und Perrin, a. a. O. S. 274. — J. Hopmann, Veröff. d. Univ.-Sternwarte zu Leipzig, Heft III, Leipzig 1932.

gemacht, außen versilbert und schwarz angestrichen. Die Wandstelle k, welche kein direktes Licht von K_2 erhält, sondern nur diffuse, von der übrigen Wandung reflektierte Strahlung, dient als sekundäre, unpolarisierte Lichtquelle für den weiteren Verlauf des Nebenstrahlenganges. Dieser verläuft durch die aus den beiden Glan-Thompson-Polarisationsprismen[7/8] N_1 N_2 (N_1 drehbar mit Teilkreis) gebildete Schwächungsvorrichtung zur Photometer-Linse L_3, welche die Blende B_3 im Unendlichen abbildet. Von der Photometer-Glasplatte P_1 wird ein Teil dieses parallelen Strahlenbündels in die Linse L_2 abgelenkt, die ein Bild von B_3 in der A.P. des Photometers erzeugt, dem Bilde vom Tyndall-Kegel überlagert. Jedes dieser Bilder ist etwas größer als die A.P.-Blende. Das ist sehr wichtig, besonders für das Bild von B_3, das beim Drehen von N_1 sich ein wenig verschiebt, infolge der astigmatischen Abbildung, welche die Polarisationsprismen bedingen. (Weiteres über das Photometer, S. 15.)

Durch Änderung der Anzahl der Glasplatten P_2 sowie des Durchmessers der Blende B_2 kann die Helligkeit des Vergleichslichts der Streulicht-Helligkeit so angepaßt werden, daß die photometrischen Vergleiche in einen vorteilhaften Winkelbereich des Glan-Thompsons N_1 fallen. Im blauen Ende des Spektrums waren drei Platten nötig, im roten nur eine. (Bei der gewählten Meßmethodik war es unnötig, das Reflexionsvermögen dieser Platten zu kennen.)

Strenge Gültigkeit des $\sin^2$-Schwächungsgesetzes bei den „Nicols“ wurde angenommen. Diese Annahme hat zur Voraussetzung: erstens eine gänzlich unpolarisierte Lichtquelle (Stelle k der Kugel), zweitens kein falsches Streulicht in den Polarisationsprismen. Erste Bedingung wurde mit einer Savartschen Platte als zutreffend gefunden. Die zweite folgt aus der Tatsache, daß das Photometer-Gesichtsfeld bei „gekreuzten Nicols“ vollkommen dunkel war. Um dies zu erreichen, muß das von der Stelle k kommende, weit geöffnete Strahlenbündel vor Eintritt in N_1 sorg-

---

7. z. B. B. Halle, Hdbch. der Prakt. Optik, (Verlag Harrwitz, Bln.-Nikolassee 1928) S. 110.

8. Herrn Prof. P. Guthnik (Sternwarte Neubabelsberg) bin ich zu größtem Dank für die leihweise Überlassung eines großen Glan-Thompson verpflichtet.

fältig durch Blenden begrenzt werden, damit es keine Seitenfläche im Inneren der Prismen beleuchten kann. Verschiedene andere Blenden trugen zur sauberen Begrenzung des Strahlenganges bei.

Die Vorrichtung D dient zur Feineinstellung der Polarisationsebene des Photometer-Vergleichslichts und wird erst im zweiten Abschnitt (S. 93) besprochen, da sie für die Intensitätsmessungen nicht von Bedeutung ist.

Es ist zu betonen, daß man mit diesem Strahlengang weitgehend unabhängig von kleinen Schwankungen in der Lichtquelle ist, d. h., eine kleine Helligkeitsänderung der Lampe beeinflußt Vergleichs- sowohl Primär-Licht im gleichen Maße (die Helligkeit der Stelle k der Kugel ist proportional dem gesamten einfallenden Lichtstrom, wie er auch verteilt sein mag).

Justierung und Allgemeines: Zur Justierung des Strahlenganges ist außer der selbstverständlichen Zentrierung der Linsen und Blenden folgendes zu sagen: Um die Koinzidenz der optischen Achse m n des Photometers (Fig. 1) mit der des Beleuchtungskegels zu erreichen, wird eine Lichtquelle hinter der A.P. aufgebaut. Ein Bild der A.P. erscheint dann als kreisrunder Fleck von 8 mm Durchmesser bei B'_1, und dieses Bild kann mit dem durch O entworfenen mittels eines Papierstückchens zur „Deckung" gebracht werden (die Abbildungsebenen der zwei Bilder stehen natürlich aufeinander senkrecht).

Bei richtiger Justierung muß man in der A.P. des Photometers auf dem Tyndall-Kegel des streuenden Benzols das superponierte Bild der Blende B_3 zentrisch sehen können (aber nur bei abgenommener Augenblende, deren Durchmesser kleiner als der des Bildes von B_3, sowie der der Einschnürungsstelle des Tyndall-Kegels ist). Auf diesen sehr wichtigen Punkt wurde dauernd geachtet.

Die verschiedenen Teile waren auf einzelne Reiter montiert, die durch zwei starr miteinander verbundene optische — Bank — Schienen getragen wurden. Die eine Schiene (Länge 1 m) trug die Optik für den primären Strahlengang, die zweite (Länge 50 mm) die für den Nebenstrahlengang. Fig. 2 gibt eine Aufnahme der Apparatur.

Die Entladungsröhren waren in einer Haube aus schwarzem

Tuch untergebracht, um das Beobachtungszimmer dunkel zu halten. Für die Vernichtung des durch das Benzol hindurchgegangenen Lichtes wurde gesorgt. Schließlich war die Apparatur durch verschiedene Lichtabschirmungen zweckmäßig unterteilt.

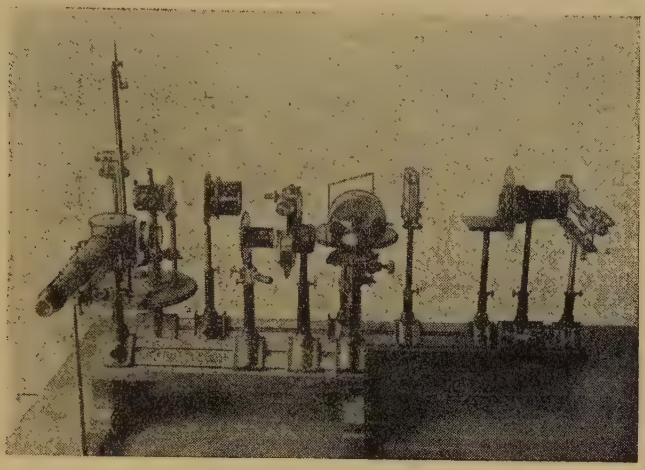


Fig. 2. Aufnahme der Apparatur ohne alle Abschirmungen usw. Vgl. mit Fig. 1, wo alles spiegelbildlich umgezeichnet ist.

Bevor die Meßergebnisse mitgeteilt werden (S. 44) ist es notwendig, gewisse instrumentelle Einzelheiten zu besprechen. Hierbei handelt es sich um das Photometer, die Farbfilter, die kleine Ulbrichtsche Kugel (Helligkeits-Normal) und das Streugefäß.

Photometer: Der Strahlengang im Photometer Ph (Fig. 1) ist oben (S. 10) erläutert worden. Es bedarf jetzt noch einiger Worte über den mechanischen Aufbau, insbesondere über die Kuppel Ku und ihre Wirkung. Diese ist (vgl. Fig. 3 a, b) ein Rohrstück, das zwischen den drei Linsen montiert ist. Es sind darin vier Öffnungen in den Durchstoßungspunkten der optischen Achsen der Linsen vorgesehen, um den Ein- und Austritt der Strahlen zu ermöglichen. Zwei davon, bei L_1 und L_3, haben einen etwas kleineren Durchmesser (30 mm) als den der Linsen (35 mm). Blickt man zunächst durch die A.P. in das Photometer hinein, so sieht man infolge der Reflexion an der Glasplatte diese beiden sich

deckenden Öffnungen als einheitliches, rundes Gesichtsfeld. Deckt man einmal das Streulicht zu, einmal das Vergleichslicht (Blende

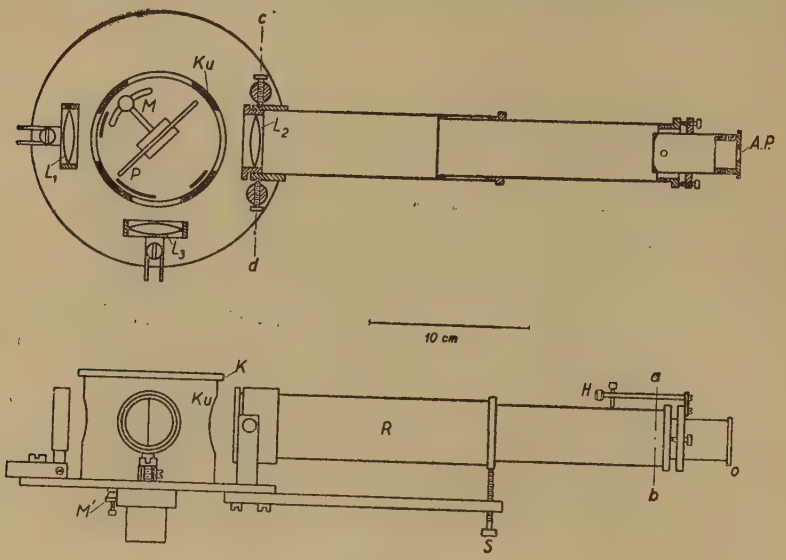


Fig. 3 a

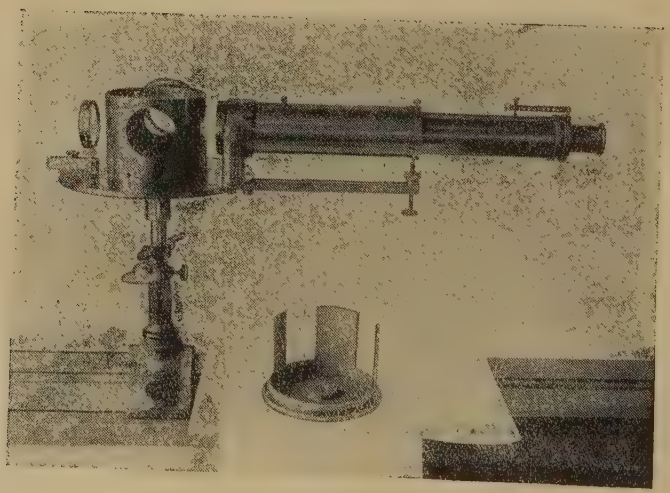


Fig. 3 b

Fig. 3. Das Photometer: Fig. 3 a, halbschematisch (oben, horizontaler Schnitt in der Ebene der optischen Achsen der Linsen); Fig. 3 b, Aufnahme mit danebenliegendem Kuppeleinsatz und L_3 entfernt.

B_3), so sieht man das ganze Feld nur im Lichte der Vergleichsquelle, bezw. nur im Lichte der Benzol-Streuung.

Um bloß die eine Hälfte des Gesichtsfeldes mit Streulicht ausgefüllt zu haben, die andere mit Vergleichslicht, ist eine drehbare Blendenvorrichtung, der Kuppeleinsatz, in die Kuppel eingesetzt. (Er liegt auf dem Kopf neben dem Photometer Fig. 3 b.) Dieser besteht aus einem zweiten Rohrstück, in das erste, d. h. in die Kuppel selbst, eingepaßt, und darin coaxial mittels des Kopfes K (Fig. 3 a) drehbar. Der Einsatz ist axial so geschlitzt, daß in der Höhe der Öffnungen nur drei Streifen (von Zylinderelementen begrenzt) vom Rohr übrig bleiben.

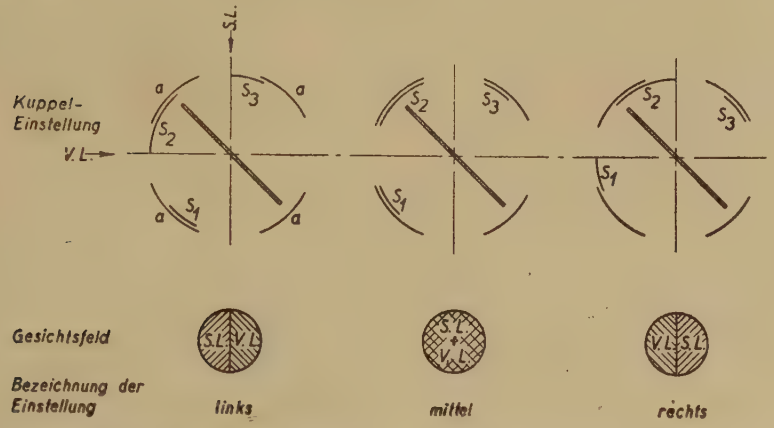


Fig. 4. Erläuterung der Blendenwirkung des Kuppeleinsatzes, mit den drei benutzten Einstellungen. a, feststehendes Rohrstück mit den 4 Öffnungen; $S_{1\,2\,3}$, Streifen des drehbaren Kuppeleinsatzes.

Die Wirkung dieser 3 Streifen ist in Fig. 4, einem horizontalen Schnitt in der Ebene der optischen Achsen der Linsen, schematisch dargestellt. Die in der Zeichenebene zum Vorschein kommenden Teile des äußeren Rohrstückes sind mit a bezeichnet, die „Streifen" des drehbaren Einsatzes mit S_1 S_2 S_3. Dabei ist S_2 zweimal so breit (33 mm) wie die beiden anderen. Das Streulicht (S. L.) und das Vergleichslicht (V.L.) fallen mit der Richtung der entsprechend bezeichneten Pfeile in die Kuppel, im Anschluß an die Fig. 1.

In der „links"-Stellung des Einsatzes sperrt S_2 die linke Hälfte des Gesichtsfeldes (siehe untere Reihe) gegen das Vergleichslicht,

S_3 die rechte Hälfte gegen das Streulicht. Infolgedessen wird das Gesichtsfeld links mit Streulicht beleuchtet, rechts mit Vergleichslicht. Dreht man den Einsatz nach rechts, so kommt man zu der „mittel"-Stellung, wo beide Strahlengänge, Streu- und Vergleichslicht, ganz frei gegeben sind. Beide sind an der Beleuchtung des ganzen Gesichtsfeldes beteiligt, als wenn kein Einsatz vorhanden wäre.

Mit einer weiteren Drehung des Einsatzes erreicht man schließlich die „rechts"-Stellung, wo die Verhältnisse genau umgekehrt gegen die bei der „links"-Stellung sind. Das Vergleichslichtfeld und das Streulichtfeld sind einfach vertauscht. Diese Vertauschungsmöglichkeit ist für eine einwandfreie Photometrie kaum zu entbehren, und zwar infolge einer Eigentümlichkeit der Netzhaut, die unten ausführlich behandelt wird (S. 18). Die „mittel"-Stellung wird nur bei den Polarisationsmessungen im zweiten Teil der Arbeit benutzt.

Das Gesichtsfeld kann so eingestellt werden, daß die beleuchteten Hälften durch einen schwarzen Balken getrennt erscheinen, oder daß sie sich berühren, je nach der Einstellung des Einsatzes. Allerdings liegt im letzten Falle zwischen den Feldern ein sehr schmaler (< 1 mm) Streifen, mit der halben Helligkeit des Vergleichslichtes. Dies rührt daher, daß das Vergleichslicht von beiden Seiten der Glasplatte reflektiert wird. Dadurch überlagern sich zwei Bilder, die etwas gegeneinander verschoben sind. Diese nicht vollständige Berührung der Felder spielt keine Rolle bei der Messung von schwachen Helligkeiten, wie sie hier vorlagen, denn das Auflösungsvermögen des Auges ist dann so klein geworden, daß der dunklere Streifen nicht wahrgenommen wird.

Einige Einzelheiten des Photometers mögen an Hand Fig. 3 a erwähnt werden: Am Ende des ausziehbaren Rohres R befindet sich die einsteckbare A.P.-Blende o in der Form eines „Okulars" ohne Optik. Dies „okular"-Ende von R ist einige Grad um eine vertikale Achse a b mittels Hebel H schwenkbar. Diese Vorrichtung wird bei den Polarisations-Messungen zum Teil benutzt (S. 63). R ist innen mit schwarzem Samtpapier ausgefüttert, und mit Blenden versehen. Eine Vorrichtung M ermöglicht das Kippen und Drehen der Glasplatte P von außen zwecks Justierung. Gegenüber von L_3 wird ein kleiner mit schwarzem Samtpapier ausge-

fütterter Kasten angebracht (nicht in der Figur gezeigt), um das durchgehende Licht des Nebengangs zu absorbieren.

Theoretisches über das Photometer: Die Lichtvermittlung durch das Photometer soll kurz erörtert werden. Die scheinbare Helligkeit B eines gegebenen[9] Gegenstandes, hier einer durchstrahlten Linse (L_2),[10] ist proportional der von diesem auf der Netzhaut erzeugten Beleuchtungsstärke E_n. E_n erhält man sofort, wenn man Photometer plus Auge als ein einziges optisches System betrachtet. Die A.P. dieses Systems bezüglich der Netzhaut ist die Augen-Iris, Fig. 5, oder eine davor gesetzte Blende b,[11] falls diese kleiner als die Iris ist. Sieht man von Absorptions- und Reflexions-Verlusten ab, die für vergleichende Messungen mit demselben

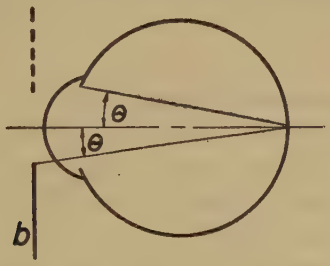


Fig. 5. Beschränkung der A.P. des Photometers durch Augeniris bzw. Blende b.

Instrument keine Rolle spielen, so ist in der Nähe der optischen Achse,

$$2) \qquad E_n = \pi e \sin^2 \Theta$$

wo e die spezifische Helligkeit der Lichtquelle (Streu- bzw. Vergleichs-Licht) ist, und Θ der halbe Öffnungswinkel der A.P. (der kleinste der beiden Winkel Θ, Fig. 5). Also ist die scheinbare Helligkeit der Gesichtsfeldlinse, bzw. eines Teils davon

$$3) \qquad B = \text{const. } E_n = ke$$

Will man Helligkeiten untereinander vergleichen, so sieht man aus Gln. 3, daß Sorge dafür zu tragen ist, daß k wirklich konstant

---

9. Notwendige Beschränkung im Falle schwacher Helligkeiten.

10. siehe z. B. A. Hardy, Journ. Franklin Inst. 208, S. 779, 1929, für näheres über die Äquivalenz einer leuchtenden Fläche und einer durchstrahlten Linse bei diesen Betrachtungen.

11. Entspricht o, Fig. 3.

bleibt, oder, anders ausgedrückt, daß die A.P. des Photometers vom Streu- ebenso wie vom Vergleichslicht vollkommen ausgefüllt ist (vgl. hierzu S. 12).

Auf folgenden wichtigen Punkt in der Konstruktion des Photometers muß ausdrücklich hingewiesen werden: Infolge der Abhängigkeit des Reflexionsvermögens der Photometer-Glasplatte vom Einfallswinkel ist es unbedingt notwendig, daß die Strahlenbündel des Nebenstrahlenganges vor der Reflexion an dieser Glasplatte parallel gemacht werden, wie es hier mit Hilfe von Linse L_3 (Fig. 1) geschah. Würde man, z. B., die Abbildung von Blende B_3 in der A.P. des Photometers allein durch L_2 vornehmen, was durch geeignete Wahl der Brennweite natürlich möglich ist, so würde das Vergleichsfeld von rechts nach links eine kontinuierlich veränderliche Helligkeit aufweisen.

Photometrie schwacher Lichtquellen: Zur Photometrie der vorkommenden schwachen Lichtquellen ist verschiedenes zu sagen, das so eng mit dem Photometer selbst in Zusammenhang steht, daß es wohl hier am Platz ist, näher darauf einzugehen.

Erstens verlangen solche Messungen in instrumenteller Hinsicht einen scheinbaren Durchmesser des Photometer-Gesichtsfeldes von mindestens 5^0,[12] was hier reichlich erfüllt ist. Außerdem ist es notwendig, daß die A.P. ungefähr so groß wie die Iris des dunkeladaptierten Auges ist, um eine unerwünschte Lichtschwächung zu verhindern. Es wurde, wie schon erwähnt (S. 10), ein Durchmesser von 8 mm benutzt.[13]

Zweitens ist in Bezug auf die Meßmethodik folgendes von Wichtigkeit:

1. Einstellungen auf Gleichheit sollen sowohl „dunkel-hell" als „hell · dunkel" erfolgen; d. h., die Gleichheitsstelle wird einmal bei zunehmender Helligkeit des Vergleichslichts gesucht, einmal bei abnehmender.
2. Es muß die verschiedene Empfindlichkeit der nasalen und temporalen Hälften der menschlichen Netzhaut berück-

12. J. Dufay, Rev. d'Optique, 9, S. 263, 1930.

13. In Anbetracht einer Untersuchung von W. S. Stiles u. B. H. Crawford, Proc. Roy. Soc. 112, S. 428, 1933, fragt es sich, ob es erforderlich ist, sie ganz so groß zu wählen.

sichtigt werden, die von Beobachter zu Beobachter stark verschieden ausfallen kann.

Bezüglich 1. hat z. B. Richter[14] gezeigt, daß es vorteilhaft ist, beide Einstellungsarten vorzunehmen. Bei einer Nicol-Schwächungsvorrichtung, wie hier, benutzt man also alle 4 in 360° vorkommenden Gleichheitsstellungen, indem man den Teilkreis dauernd in einer Richtung dreht.

Bezüglich 2.: Daß die Netzhaut nicht an allen Stellen die gleiche Empfindlichkeit besitzt, ist längst bekannt.[15] Daß aber dieser Umstand einen störenden Einfluß auf die Photometrie haben kann, und also durch eine geeignete Meßmethodik auszuschalten ist, scheint in letzter Zeit wenig beachtet zu sein.[16]

Auf jeden Fall war es etwas überraschend, festzustellen, daß bei konstanter Helligkeit des Streulichts die „rechts"- und „links"-Stellungen des Photometers abweichende „Gleichheits"-Einstellungen am Nicol-Teilkreis ergaben, die nicht auf einen instrumentellen Mangel zurückgeführt werden konnten. Quantitativ wurde folgendes beobachtet: Mit den Gesichtsfeldern „berührend", d. h. mit keiner sichtbaren Trennungslinie dazwischen (Kontrastphotometrie), stellte das Auge die photometrische „Gleichheit" in der „rechts"-Stellung bei einer etwa 4% größeren Helligkeit fest als in der „links"-Stellung, wobei die Apparatur sonst unverändert blieb. Wenn die Gesichtsfelder hingegen deutlich durch den schwarzen Balken (siehe S. 16) getrennt waren (Gleichheitsphotometrie), so stieg diese Diskrepanz auf 20%!

Wegen Mangel an Literatur über diese Frage war es unbedingt erforderlich sie näher nachzuprüfen in dem Bestreben, einen hierdurch verursachten schädlichen Einfluß auf die Messungen ausschalten zu können; denn a priori könnte man einen Gang dieses „Rechts-Links-Unterschieds" sowohl mit λ als mit der Intensität erwarten. Trifft diese Erwartung zu, dann wäre es keineswegs

---

14. N. Richter, Mitteil. Sternwarte zu Sonneberg, Nr. 18, 1930.
15. Müller-Pouillet, Bd. II, S. 499 (11. Auflage).
16. Prof. P. Guthnick war so freundlich, mich darauf hinzuweisen, daß beim Zöllnerschen Sternphotometer die Messungen symmetrisch (wirklicher Stern einmal rechts, einmal links vom künstlichen) angestellt werden, welches geeignet wäre, den Einfluß des hier beschriebenen Netzhaut-Effektes auszuschalten, genau wie wir es machen werden.

zulässig z. B. nur die „rechts"-Stellung für alle Messungen zu benutzen, weil der Unterschied zwischen der in dieser Photometer-Stellung gewonnenen Helligkeit und der „wahren Helligkeit" eben anders wäre, je nach λ und Intensität.

Anstatt aber den Effekt in Abhängigkeit von allen ihn beeinflussenden Faktoren kennen zu lernen, genügt es unseren Zwecken, wenn wir die wahre Helligkeit berechnen können. Es stellt sich heraus, daß diese angenähert gleich dem Mittelwert aus einer in der „rechts"-Stellung gemessenen Helligkeit und einer in der „links"-Stellung gemessenen ist. Zu diesem Ergebnis führten folgende Überlegungen und Versuche:

Ist der Effekt rein physiologisch,[17] wofür die Tatsache stark spricht, daß der R.-L.-Unterschied von 4% auf 20% gesteigert werden kann, einfach durch Trennen der Gesichtsfelder, so kann man sich die Sachlage durch Annahme einer verschiedenen Empfindlichkeit der beiden Hälften der Netzhaut leicht klar machen. Diese zwei Hälften sollen diejenigen sein, welche durch eine vertikale Linie (Beobachter auch vertikal!), etwa durch die Fovea Centralis, definiert sind: die nasale Hälfte und die temporale Hälfte.

Es sei ε_N der Lichteindruck auf der nasalen Hälfte, ε_T der auf der temporalen. Dieser Eindruck wird proportional der Beleuchtung der Netzhaut sein, wobei α_N und α_T die Proportionalitätsfaktoren seien, und zwar bei g e g e b e n e n Versuchsbedingungen, d. h. bei gegebener Gesichtsfeld-Größe, und zunächst mit den Feldern nicht berührend. Die α bilden ein Maß für die Empfindlichkeit der Netzhaut. Wenn wir mit E_k und $E_v \sin^2 N$ die Beleuchtungen an der Netzhaut durch eine konstante Lichtquelle (etwa Streulicht), bzw. die Vergleichsquelle bezeichnen, so ist einerseits,

4a) $\qquad \varepsilon_N = \alpha_N E_V \sin^2 N_N$

b) $\qquad \varepsilon_T = \alpha_T E_K$ [18]

wo der Winkel N am Nicol (N_1, Fig. 1) mit dem Index N versehen

---

17. Im Laufe einiger später zu besprechenden photographischen Messungen, wo das Gesichtsfeld photographiert wird, konnte in Bestätigung der hier vorgeführten Argumente kein objektiver R.-L.-Unterschied festgestellt werden.

18. Entspricht der „links"-Stellung, bei Beobachtung mit dem rechten Auge. Übrigens sind alle Messungen mit dem rechten Auge gemacht worden.

ist, um zu bedeuten, daß das Bild des Vergleichsfeldes in der nasalen Hälfte der Netzhaut sich befindet.

Anderseits ist, wenn man durch Drehen des Kuppeleinsatzes die Felder vertauscht,

5a) $\varepsilon'_N = \alpha_N E_K$

b) $\varepsilon'_T = \alpha_T E_V \sin^2 N_T$

Es ist klar, daß man den richtigen Wert für $\frac{E_K}{E_V}$ durch e i n e n photometrischen Ausgleich ($\varepsilon_N = \varepsilon_T$) nur dann bekommt, wenn $\alpha_N = \alpha_T$, was hier offensichtlich nicht der Fall ist. Wenn man aber 4. und 5. kombiniert, wobei $\varepsilon = \varepsilon_T$, $\varepsilon'_N = \varepsilon'_T$, so erhält man:

6) $$\frac{E_K}{E_V} = \sin N_N \sin N_T$$

und die α sind verschwunden.

Danach kann man im allgemeinen das wahre Verhältnis der Helligkeiten der beiden Gesichtsfelder allein durch Kombination einer Messung in der „rechts"-Stellung mit einer in der „links"-Stellung ermitteln. Nur dann sind die Messungen frei von Beeinflussung durch α, bzw. durch dessen Gang mit der Wellenlänge oder mit der Intensität.

Rein praktisch hätte man $\frac{E_K}{E_V}$ in Gln. 6 besser als Funktion von $\sin^2 N_T$ bzw. $\sin^2 N_N$. Für unsere Zwecke genügt hierzu die Näherung,

7) $$\frac{E_K}{E_V} = \sin N_T \sin N_N \backsimeq \frac{\sin^2 N_T + \sin^2 N_N}{2}$$

d. h., das wahre Verhältnis der Helligkeiten ist in erster Näherung gleich dem Mittelwert aus der in der „rechts"-Stellung gemessenen Helligkeit, und der in der „links"-Stellung.

Für den Fall, daß die Gesichtsfelder sich berühren, kann man formal dieselben Betrachtungen anstellen. Man kommt dabei zum gleichen Ergebnis, daß beide Einstellungen, „rechts" und „links", benutzt werden müssen.

Offenbar haben die α sehr verschiedene Werte, je nachdem, ob man Gesichtsfeld „berührend" oder „nicht berührend" betrachtet (vgl. S. 19). Wahrscheinlich läßt sich das folgendermaßen erklären: Wenn die Felder getrennt sind, dann kommt die

volle Ungleichheit der Empfindlichkeiten α_N α_T, die übrigens als Mittelwert über das Bild auf der Netzhaut anzusehen sind, zur Geltung. Bei der photometrischen Beurteilung betrachtet das Auge erst das eine Feld, dann das andere, der Blick wandert von einem zum anderen, was man deutlich empfindet. Berühren sich die Felder dagegen, so wird dieser Unterschied stark ausgeglichen, weil die Aufmerksamkeit des Auges hauptsächlich auf die Gegend der Trennungslinie konzentriert wird, und unmittelbar zu beiden Seiten dieser besteht natürlich nur wenig Unterschied in der Empfindlichkeit. Ganz ausgeglichen ist selbst dann der R.-L.-Unterschied aber nicht. Es bleibt eine offene Frage, ob dieser Rest auf eine Beeinflussung durch die übrigen beleuchteten Teile der Netzhaut zurückzuführen ist, oder ob die Empfindlichkeitskurve so steil verläuft, daß der Unterschied in der Empfindlichkeit zu beiden Seiten eines Streifens, dessen Breite das Auflösungsvermögen des Auges beträgt, immer noch der erwähnten Abweichung von 4% entspricht.

Wenn Gln. 6 die Verhältnisse wirklich darstellt, d. h., wenn der Effekt, wie wir es angenommen haben, physiologisch und nicht instrumentell ist, dann folgen daraus zwei wichtige Schlüsse, die den Leitgedanken einer gesonderten Untersuchung des R.-L.-Unterschieds bildeten:

1. Wenn man mittels eines in die A.P. des Photometers angebrachten Umkehrprismas die Gesichtsfelder „optisch“ vertauscht, ohne irgend etwas an der Einstellung der Kuppel zu ändern, so muß das Auge eine vorher eingestellte „Gleichheit“ nun als falsch empfinden, trotzdem an den wirklichen Helligkeiten absolut nichts verändert ist. Denn dem Auge wird dadurch eine „links“-Einstellung„ z. B., dargeboten, wenn vor der optischen Umkehrung ein „rechts“ eingestellt war. Die „optische“ Vertauschung müßte, m. a. W., einer „mechanischen“, durch Drehen des Kuppeleinsatzes bewirkten, völlig äquivalent sein.
2. Quantitativ muß man verlangen, daß Gln. 6 (oder 7) denselben Wert für $\frac{E_K}{E_V}$, das ja die wahre Helligkeit sein soll, liefert, gleichgültig ob die gegebene Helligkeit bei berührenden Gesichtsfeldern oder bei nicht berührenden Feldern

gemessen wird, ob die Vertauschung optisch oder mechanisch erfolgt.

Eine längere Versuchsreihe,[19] die zur besonderen Prüfung dieser beiden Forderungen angestellt war, ließ es außer Zweifel, daß Gln. 7 den Tatsachen gerecht ist. Sie bestätigte in vollem Maße 1. und 2. Dementsprechend wurden alle Intensitätsmessungen am Benzol so angelegt, daß die eine Hälfte „rechts"-, die andere Hälfte „links"-Einstellungen waren. Diese Vertauschung für die Hauptmessungen erfolgte allein durch Drehen des Kuppeleinsatzes.

Zum Schluß sei betont, daß der Effekt als physiologischer stark von Beobachter zu Beobachter verschieden sein kann. Es wäre nicht etwa zulässig, die oben angegebenen Werte für die Größe des Effekts auf einen anderen Beobachter zu übertragen.[20]

Herstellung des monochromatischen Lichts: Das monochromatische Licht zur Beleuchtung des Benzols wurde von verschiedenen Entladungsröhren durch Aussondern bestimmter Linien mittels Farbfilter erhalten. Es könnte vielleicht etwas befremden, daß von prismatischer Zerlegung abgesehen worden ist, doch wäre dieses Vorurteil nicht ganz berechtigt. Durch die großen Fortschritte der Technik hat man heute einerseits eine sehr große Auswahl von guten Farbgläsern, andererseits zuverlässige Lichtquellen in der Form von Entladungsröhren, welche die Linienspektren der verschiedensten Elemente mit erheblicher Intensität liefern können.[21] Somit hat man es leicht in der Hand, ein größeres Gesichtsfeld mit monochromatischem Licht von sehr befriedigender Reinheit stark zu beleuchten.

---

19. Mangel an Platz verbietet die Mitteilung des Zahlenmaterials und näherer Einzelheiten.

20. An derselben Apparatur stellte z. B. ein zweiter Beobachter immer „links" größer ein, gerade das Gegenteil vom Verfasser. — Es darf hier vielleicht auf zwei bei der Lichtzerstreuung vorkommende Fälle hingewiesen werden, wo diese Netzhaut-Anomalie unbedingt zu berücksichtigen wäre: erstens, bei einer visuellen Bestimmung des Depolarisationsgrads mit der Cornu-Methode (das Wollaston wäre in zwei um 180° voneinander verschiedenen Stellen zu benutzen); zweitens, beim Vergleich der Streuintensitäten zweier Flüssigkeiten in der Anordnung, bei der die beiden Gefäße hintereinander im Beleuchtungsstrahlengang geschaltet sind.

21. siehe z. B. Alterthum & Reger, Das Licht, 3, S. 141, 1933.

Photometriert man das gestreute Licht ohne weitere Zerlegung, so hat man die Summe von Rayleigh- und Raman-Strahlung gemessen. Da letztere aber nur etwa 2—3% der ersteren beträgt,[22] und da ferner gezeigt worden ist, daß die Intensität der Raman-Strahlung eine Frequenzabhängigkeit besitzt, die sehr nahe, wenn nicht gleich, der der Rayleigh-Strahlung ist,[23] so ist das Vorhandensein der verschobenen Strahlung bei der Untersuchung der relativen Intensitäten der Rayleigh-Strahlung belanglos, da ihr Einfluß weit innerhalb des Meßfehlers liegt. Es schien daher der richtige experimentelle Weg zu sein, zunächst ohne prismatische Zerlegung die Intensität des gesamten gestreuten Lichtes bei monochromatischer Beleuchtung zu messen.

Unter den zur Verfügung stehenden Lampen erwiesen sich folgende als geeignet: von Hereaus: eine Quarz-Hg-Lampe, von der Osram-Studien-Gesellschaft: eine Cd—Hg-Hochdrucklampe, eine besondere Mg-Lampe, Na-Kleinlampe, Tl-Kleinlampe und eine Zn-Kleinlampe. Ferner wurde zum Teil eine Cd—Hg-Lampe von Siemens verwendet.

Die Filter müssen hitzebeständig sein, denn einige der Lampen entwickeln eine beträchtliche Wärmemenge. Deswegen kommen Gelatine-Filter kaum in Frage.

Die Filter wurden sorgfältig ausgesucht, um eine möglichst große Durchlässigkeit für die betreffenden Linien zu haben, unter Beibehaltung einer befriedigenden Lichtdichtigkeit. Eine „befriedigende“ Lichtdichtigkeit ist erreicht, wenn die Intensität unerwünschter Linien, die im direkten Licht der Lampe sichtbar sind, so weit herabgesetzt worden ist, daß diese im Streulicht unterhalb des Schwellenwerts des Auges liegen. In allen Fällen waren mit einem lichtstarken Handspektroskop[24] nur die vermerkten Linien im Streulicht oder im Streu + Vergleichslicht[25] zu sehen (beobachtet wurde in der A.P. des Photometers). Auch im direkten Licht selbst waren diese Linien meistens allein vorhanden. In Tab. 1 sind die Lampen-Filter-Kombinationen zusammengestellt.

---

22. Kohlrausch, S.R. Effekt, S. 104.
23. Kohlrausch, S.R. Effekt, S. 100.
24. Das große Modell von Leitz, Spalt weit geöffnet, Glas-Schutzkappen abgeschraubt.
25. um die Helligkeit zu steigern.

Tabelle 1:

Lampen-Filter-Kombinationen für die monochromatische Beleuchtung des Benzols.

Lampe	λ	λ-Schwerpunkt	Filter	Dicke
Hg	436 mμ	435 mμ	BG 12 (22870)	2 mm
			*KB	2 „
He	447 „	447 „	BG 12 (22870)	2 „
			*Rhodamin	
Cd	466 „		BG 12 ((22870)	2 „
	468 „	472 „	Brillant Grün	
	480 „		*BG 12 (22870)	2 „
Zn	468 „		Brillant Grün	
	472 „	476 „	*Rhodamin	
	481			
He	492 „	501 „	GG 11 (21631)	2 „
	502 „		GG 7 (24169)	2 „
			BG 7 (21426)	2 „
			BG 8 (22933)	1 „
			Didym Glas	40 „
Cd	509 „	509 „	VG 3 (S 1015)	1 „
			Brillant Grün	
			*VG 3 (S 1060)	1 „
Mg	517 „	518 „	Tartrazin	
	518 „		Neptun Grün (in derselben Küvette)	
Tl	535 „	535 „	VG 1 (22448)	2 „
			GG 11 (21631)	2 „
Hg	546 „	546 „	VG 1 (22448)	2 „
			OG 1 (12632)	2 „
			Didym Glas	40 „
Hg	577 „	578 „	OG 2 (21707)	2 „
	579 „			
He	588 „	588 „	OG 2 (21707)	2 „
Na	589 „	589 „	OG 2 (21707)	2 „
Cd	644 „	644 „	RG 2 (20702)	2 „
Hg	405 „	405 „	BG 3 (17436)	1 „
	408 „		Noviol A	
			Red Purple Ultra	
Hg	365 „	365 „	Ni Glas	2 „
	366 „		UG 1 (22347)	1,5 „

Bemerkungen zu Tab. 1: Ursprung der Gläser: Noviol A und Red Purple Ultra von Corning Glass Works, Corning, N.Y. (siehe dessen Kataloge); Ni Glas von Leybold, Köln; Didym Glas vom Sendlinger Glas-Werk, Berlin-Zehlendorf (vor einigen Jahren bezogen); KB ein vorzügliches Kobalt-Glas von Bartsch und Quilitz, Berlin (vor einigen Jahren bezogen); sonstige Gläser von Schott & Gen., Jena, mit Bezeichnungen nach Liste 4213 (die Schmelz-Nummer des betreff. Glases in Klammern).

Die Konzentration der (in allen Fällen wässrigen) Farbstoff-Filterlösungen war von Fall zu Fall passend gewählt, um die gewünschte Durchlässigkeit zu erzielen.

Wie auf S. 9 erwähnt, war das Bärsche Filter bei allen diesen Filter-Kombinationen auch vorhanden, abgesehen von den beiden letzten, wo es sich um photographische Messungen handelt (siehe S. 52). (Es ist uns nicht gelungen mit Triphenylmethan, Int. Crit. Tables, Bd. VII, S. 160, ein lichtdichtes Filter für 365 m_μ herzustellen.) Für die Bedeutung der Sterne (*) siehe S. 43.

Das „monochromatische" Licht besteht, wie man sieht, aus 1, 2 oder höchstens 3 benachbarten Linien, aus denen man eine effektive Wellenlänge oder einen λ-Schwerpunkt zu suchen hat. Wenn es sich um sehr eng benachbarte Linien handelt, kann man leicht aus groben Schätzungen der Helligkeiten der Komponenten diesen λ-Schwerpunkt angeben. (Es ist zwecklos, in Anbetracht der Genauigkeit der photometrischen Messungen, die Wellenlänge mehr als dreistellig anzugeben.) Aber bei den Cd- und Zn-Triplets sowohl als bei den zwei He-Linien, 492 und 502, wo die Komponenten etwas weiter auseinander liegen, muß man eine genauere Kenntnis der relativen Helligkeiten haben, um den Schwerpunkt richtig angeben zu können. Und diese Helligkeiten müssen sich natürlich auf die Linien nach Passieren der Filter-Kombination beziehen.

Mit Hilfe des kleinen Aufbaus in Fig. 6 kann man leicht die Helligkeiten von zwei Nachbarlinien vergleichen. Nach Passieren der Filter F wird das Licht von Linse L durch die zwei Polarisations-Prismen N_1 N_2 und den dazwischen befindlichen, senkrecht zur optischen Achse geschnittenen Quarz-Zylinder Q auf den Spalt eines großen Handspektroskops geworfen. Den Spalt öffnet man bis die zwei Linien sich berühren. Diese bilden dann die zwei Hälften unseres photometrischen Gesichtsfeldes, welche auszugleichen sind. Man denkt sich zunächst N_2, den Analysator, entfernt. Infolge der Rotationsdispersion des Quarzes werden die beim Austritt aus N_1 parallelen Polarisationsebenen der Linien verschieden stark gedreht. Sie bilden einen Winkel φ miteinander, der

optimal 90 ° betragen soll. Der genaue Betrag hängt natürlich von der Länge des Quarzes sowie vom Wellenlängenunterschied der Linien ab. Führt man nun den Analysator N_2 ein, so ist es möglich,

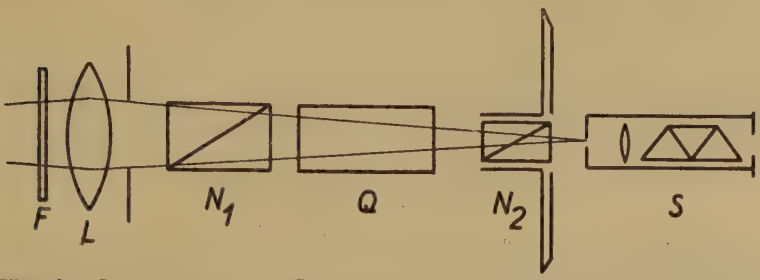


Fig. 6. Strahlengang zur Bestimmung des Wellenlängenschwerpunkts.

durch drehen desselben jeden vorhandenen Intensitätsunterschied zwischen den beiden Linien auszugleichen. In dem einen Grenzfall $\varphi = 90°$ sind die Verhältnisse bei diesem Ausgleich ähnlich den bei der bekannten Cornuschen Methode, wo zwei genau senkrecht zueinander polarisierte Bilder mit Hilfe eines Nicols ausgeglichen werden. Ist φ nicht gleich 90°, was gewöhnlich der Fall sein wird, so wird der photometrische Ausgleich mit abnehmendem φ immer mehr erschwert, bis schließlich bei $\varphi = 0°$ die zwei Linien verschiedener Helligkeit nur im trivialen Fall des vollkommenen Auslöschens beider ausgeglichen werden können. Das wird an Hand von Fig. 7 klarer.

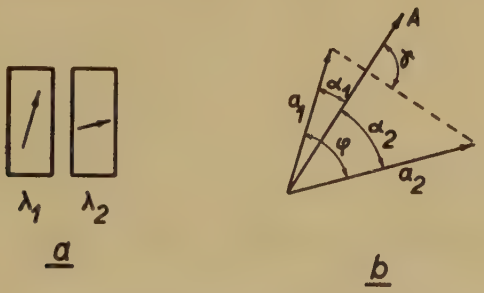


Fig. 7. Schwingungsrichtungen im Aufbau von Fig. 6.

Fig. 7 a stellt das Gesichtsfeld mit den beiden „Linien" λ_1 λ_2 dar. Ihre Schwingungsrichtungen sind durch Pfeile angedeutet. In 7 b gibt a_1 die Richtung und Amplitude des zum λ_1 gehörigen

Lichts an, a_2 das gleiche für λ_2. Der Vektor A ist die Schwingungsrichtung des Analysators. Dieser läßt von den beiden Amplituden folgende Beträge durch:

$$a'_1 = a_1 \cos \alpha_1$$
$$a'_2 = a_2 \cos \alpha_2 = a_2 \cos (\varphi - \alpha_1)$$

Stellt man N_2 auf photometrische Gleichheit ein (der Winkel γ, Fig. 7 b, ist dann ein rechter), so hat man für die Intensitäten

$$\frac{J_1}{J_2} = \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^2 = \frac{\cos^2 (\varphi - \alpha_1)}{\cos^2 \alpha_1}$$

Zur Anwendung dieser Formel ist nur noch die Kenntnis der Richtungen a_1 und a_2 an dem mit N_2 verbundenen Teilkreis erforderlich. Sie werden durch Bestimmung der Auslöschungsstellen der beiden Linien ermittelt.

Ein Quarz-Zylinder von ca. 42 mm Länge wurde bei allen Bestimmungen verwendet. Er muß gekippt werden, bis die Farbwechsel über seine ganze Fläche beim Drehen von N_2 (Spektroskop entfernt) eine gleichmäßige ist.

Aus den relativen Intensitäten J_1, J_2, J_3 eines Triplets, z. B., kann man den für die Streuung maßgebenden Schwerpunkt λ_0 aus folgender Beziehung ausrechnen:

$$\frac{J_1}{\lambda_1^4} + \frac{J_2}{\lambda_2^4} + \frac{J_3}{\lambda_3^4} = \frac{J_1 + J_2 + J_3}{\lambda_0^4}$$

In den drei Fällen, bei denen der Schwerpunkt so bestimmt worden ist (Cd 472, Zn 476, He 501), wäre eine Korrektion für den Übergang vom Zäpfchensehen zum Stäbchensehen, welche den Bedingungen bei der Bestimmung des Schwerpunkts, bzw. bei der Photometrierung des Streulichts Rechnung tragen würde, kaum notwendig. Ohne auf die einzelnen Messungen näher einzugehen, seien nur die bestimmten Schwerpunkte mitgeteilt, wie sie schon in Tab. 1 stehen.

Kleine Ulbrichtsche Kugel als „Grau—Normal": Es ist klar, daß ein etwas von dem des primären Strahlengangs abweichendes Absorptionsverhalten des Nebenstrahlengangs in Rechnung gezogen werden muß. Auf eine einmalige Bestimmung dieses Verhaltens durch das ganze Spektrum hindurch (was übrigens nicht ganz unbedenklich wäre wegen der nicht zu vermeidenden allmählichen Einstaubung der Apparatur) kann man verzichten, wenn man einen

grauen, diffus reflektierenden Körper als Helligkeitsnormal benutzt. Dieser wäre in den Beleuchtungskegel (bei B'_1, Fig. 1) an Stelle des Benzols zu setzen und müßte so abgestimmt sein, daß seine Helligkeit in den Helligkeitsbereich des streuenden Benzols fällt. Vergleicht man immer die gemessene Helligkeit der Benzol-Streuung mit der unmittelbar darauf gemessenen Helligkeit dieses „Grau-Normals" bei der betreffenden Wellenlänge, so ist die Kenntnis des Absorptionsverhaltens der beiden Strahlengänge belanglos. Statt dessen muß das Grau-Normal selbst spektral bekannt sein, wofür eine besondere Untersuchung benötigt wird.

Bei der Wahl eines Grau-Normals muß zweierlei berücksichtigt werden: Erstens sollen die Abweichungen vom idealen Grau, d. h. die Abweichungen des Schwächungskoeffizienten von einem konstanten Wert bei verschiedenen Wellenlängen, klein sein. Zweitens soll dafür gesorgt werden, daß der unbekannte Lichtstrom unschädlich gemacht wird.

Als Grau-Normal wurde eine kleine Ulbrichtsche Kugel benutzt. Die Theorie[26] der Kugel ist gut bekannt. Die Lichtschwächung kann z. B. mittels der Größe der Kugel geregelt werden, der unerwünschte Lichtstrom wird in der Kugel selbst vernichtet. Weiter besteht eine Temperaturabhängigkeit natürlich nicht. Es ist leicht, die Kugel gegen Staub oder sonstige Beeinträchtigung von außen zu schützen. Mechanisch hat man die Möglichkeit eines bequemen Aufbaues, der leicht mit dem Benzolgefäß ausgetauscht werden kann.

Schematisch hat man beim Gebrauch der Kugel die in Fig. 8 angedeuteten optischen Verhältnisse. Das vom Beleuchtungsobjektiv O entworfene Bild tritt durch das Loch bei B in die Kugel hinein. Hierdurch wird ein gegenüberliegender Teil F der Kugelwandung direkt beleuchtet. Beobachtet wird zunächst die Helligkeit der indirekt durch die in der Kugel entstehenden mehrfachen Reflexionen beleuchteten Stelle a. Die Beobachtungsluke ist bei A.

Die Kugel bestand aus zwei halbsphärischen Eisenschalen (Sandbad-Schalen), mittels Klebband zusammengehalten. In die eine Schale waren die zwei Löcher A und B (Fig. 8), Durchmesser

---

26. z. B. R. Ulbricht, „Das Kugelphotometer" (Verlag Oldenbourg, München 1920); Müller-Pouillet, 11. Auflage, Bd. II/2, 1. Teil, S. 1271 ff. (Verlag Vieweg, Braunschweig 1929).

25 mm, eingestanzt an solchen Stellen, daß sie sich bei der zusammengesetzten Kugel auf dem Äquator in einem Abstand von 90° befanden. Um eine möglichst diffuse und weiße Fläche zu erzielen,

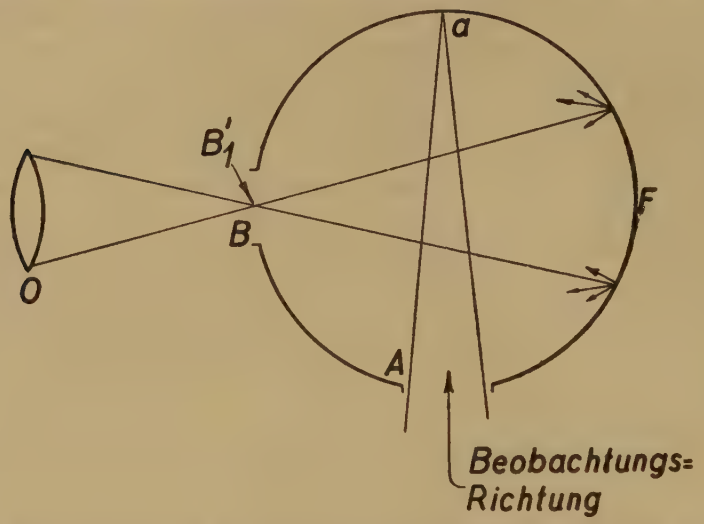


Fig. 8. Zum Gebrauch einer kleinen Ulbrichtschen Kugel als Helligkeits-Normal, „Grau-Normal". Objektiv O und Punkt B'_1 sind die gleichen wie in Fig. 1.

wurde die innere Wandung der Schalen folgendermaßen behandelt: Einige Anstriche einer matt-weißen Farbe bildeten die Unterlage für die Bespritzung mit einer „Farbe", deren Hauptbestandteil $BaCO_3$, mit einem farblosen Bindemittel gemischt, war.[27] Es resultierte eine schöne rauhe, etwas körnige, weiße Fläche, auf der eine reguläre Reflexion ausgeschlossen war. Dagegen war sie nicht so rauh, daß man unangenehme Schattenwürfe befürchten müßte. Es ist kein Grund vorhanden, eine Änderung der Albedo eines solchen Anstrichs (etwa durch gelb werden) mit der Zeit zu erwarten.

Die Kugel hatte einen mittleren inneren Durchmesser von ca. 193 mm. Sie wurde auf einen Reiter befestigt für den bequemen Gebrauch auf der optischen Bank.

Das Lichtschwächungsvermögen des Grau-Normals muß ca. 10^{-5} betragen, der Stärke der Benzolstreuung entsprechend.[28] Die

27. Von der Firma „Osram", Berlin, freundlichst ausgeführt.
28. Cabannes, S. 197.

Kugel selbst trägt einen Faktor 10^{-3} hierzu bei. Aus praktischen Gründen kann die volle Schwächung nicht durch sie allein erreicht werden.[29] Die nötige weitere hundertfache Herabsetzung des Lichtstroms geschah anfangs (sog. Meßreihe I) mittels eines diffus reflektierenden Ansatzes an der Kugel, später (Meßreihe II) mittels regulärer Reflexion an 3 Glasflächen. Zum Verständnis der beiden Vorrichtungen genügt das folgende:

Der Ansatz hatte die Form eines kleinen, zylindrischen Hohlkörpers (Fig. 9), der zur Hälfte in die Öffnung A der Kugel eingeschoben war. Er war im Inneren in zwei Kammern unterteilt. Diejenige, welche in die Kugel hineinragte, war schwarz gestrichen,

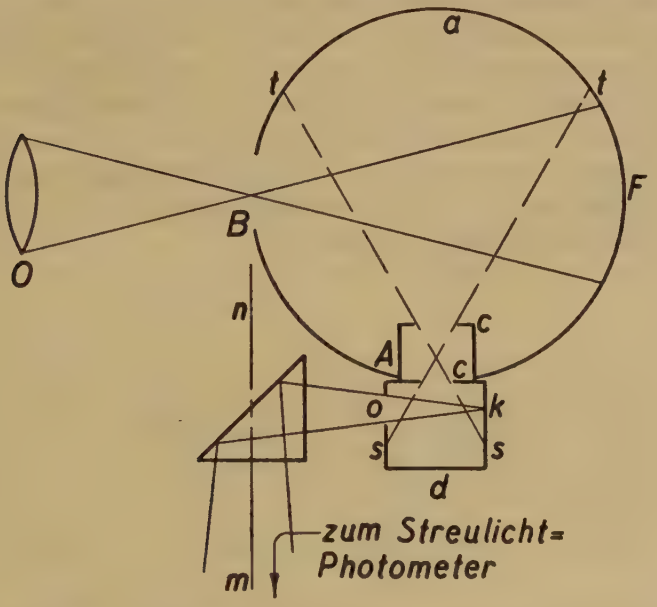


Fig. 9. Das „Grau-Normal" in Meßreihe I (Kugel mit Streu-Ansatz) m—n die optische Achse des Photometers Ph, Fig. 1.

während die Wandung der anderen mit $BaCO_3$ behandelt worden war, genau wie die Kugel selbst. Durch das Loch o (Durchmesser 12 mm) war ein Teil k der gegenüberliegenden weißen Wand zu beobachten. Dieses Flächenstück bildete die eigentliche Lichtquelle

29. Hierzu wäre ein Durchmesser von 2 m erforderlich gewesen, unter Beibehaltung der wünschenswerten hohen Albedo von 0,85.

für das Photometer, wenn die Kugel als Grau-Normal im Beleuchtungskegel eingesetzt war. Um k in die optische Achse m—n des Photometers zu bringen, war ein rechtwinkliges Prisma vorgesehen, das mit der Kugel zusammen auf dem Reiter für die optische Bank fest montiert war. Das Prisma trug eine Schutzkappe mit den notwendigen zwei Öffnungen, die beim Nichtgebrauch verschlossen werden konnten. Auch war das Fenster o verschließbar, ebenso die Eintrittsluke B der Kugel. Auf diese Weise war es möglich, das Ganze staubdicht abzuschließen, was immer gewissenhaft beachtet wurde, denn einige der zu vergleichenden Streulichtmessungen liegen längere Zeit auseinander.

Der Ansatz war so dimensioniert, daß erstens die Helligkeit der Kugel-Ansatz-Kombination in den Bereich der Streuhelligkeit fiel, und daß zweitens die Grenzstrahlen s—t weder von F ausgehen, noch die Stellen k und o direkt beleuchteten. Diese beiden Bedingungen waren durch probeweise Abänderung der Blenden c unschwer gleichzeitig zu erreichen. Um die Richtigkeit der Verhältnisse kontrollieren zu können, war das Ende d der weißen Kammer als abnehmbarer Deckel ausgebildet.

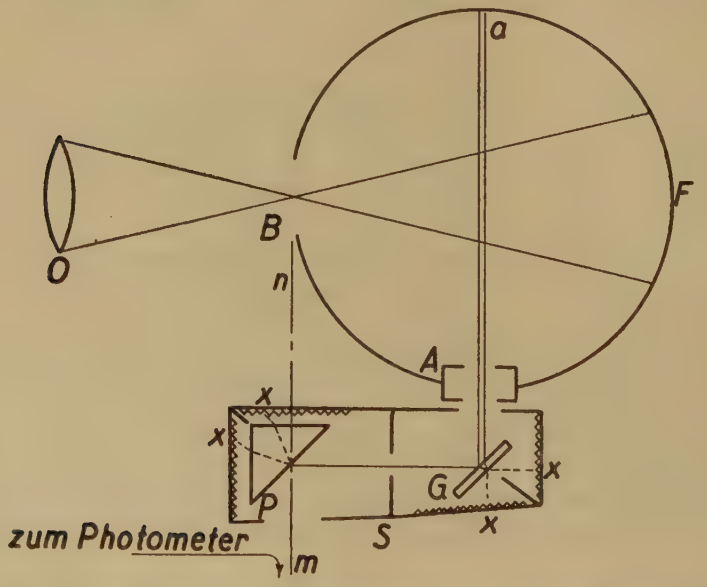


Fig. 10. Das „Grau-Normal" in Meßreihe II (Kugel mit „Reflexions-Anordnung").

Die zweite Vorrichtung für die zusätzliche Schwächung des von der Kugel kommenden Lichtes ist in Fig. 10 schematisch dargestellt. Das Licht von der Stelle a der Kugelwand gelangt in die optische Achse m—n des Streulicht-Photometers erst nach Reflexion an der vorderen bzw. hinteren Fläche der kleinen Glasplatte G und dann an der Hypothenusenfläche des Prismas P. Nach diesen drei Reflexionen war die Helligkeit etwa 10% größer als die der Kugel-Ansatz-Anordnung.

Das Prisma und die kleine Glasplatte waren mit der Kugel fest auf einem Reiter für die optische Bank montiert. Es ist klar, daß eine solche Reflexions-Anordnung sorgfältigst gegen äußeres Licht geschützt werden muß. Es muß außerdem dafür gesorgt werden, daß der durch die Glasplatte und durch das Prisma hindurchgehende, unerwünschte Lichtstrom vollkommen vernichtet wird. Deswegen war der Konstruktion der Schutzkappe S (siehe Fig. 10) größte Sorgfalt gewidmet. Sie wurde aus starker, schwarzer Pappe stabil angefertigt, innen unterteilt und mit schwarzem Samtpapier ausgefüttert. An den Stellen x war dieses zu Wellpapier gebogen, um die vollkommene Absorption des Lichtes an diesen Stellen zu gewährleisten. Beim Nichtgebrauch wurde auch dieser Aufbau staubdicht abgeschlossen.

Kugel-Korrektion: Sehr wichtig ist die genaue Kenntnis der Abhängigkeit des Schwächungsvermögens des Grau-Normals von der Wellenlänge. Mit e_K bzw. $e_{K'}$ wollen wir die Normal-Helligkeiten (vgl. S. 7) bezeichnen, welche die zwei Kugelaufbauten liefern, wenn ein Lichtstrom Φ_0 in die Kugel fällt. Weiter definieren wir als gesamten Schwächungskoeffizienten den Quotienten $\frac{e_K}{\Phi_0}$ bzw. $\frac{e_{K'}}{\Phi_0}$. Dieser setzt sich aus zwei Faktoren zusammen, erstens der Schwächung des Lichtstromes, die die Kugel allein bewirkt, zweitens der zusätzlichen Schwächung durch den Ansatz bzw. durch die Reflexions-Anordnung. Diese Faktoren werden im allgemeinen wellenlängenabhängig sein. Abgesehen von der Reflexions-Anordnung, deren Reflexionsvermögen von Farbe zu Farbe aus den Fresnelschen Formeln berechnet werden kann, bedarf die Festlegung dieser Faktoren einer Diskussion der Theorie der Ulbrichtschen Kugel, und anschließend besonderer photometrischer Messungen.

Wir wollen hier nur das Ergebnis davon mitteilen. Die Untersuchung selbst wird im Anhang I (S. 72 ff.) ausführlich behandelt werden.

Es stellte sich heraus, daß der Schwächungskoeffizient in einen konstanten und einen wellenlängenabhängigen Teil zerlegt werden kann, also

$$8) \quad \frac{e_K}{\Phi_0} = \text{const. } k(\lambda)$$

$$\text{bzw.} \quad \frac{e_{K'}}{\Phi_0} = \text{const. } k'(\lambda)$$

Für die vorliegenden relativen Intensitätsmessungen interessiert nur der relative Verlauf von $k(\lambda)$ bzw. $k'(\lambda)$ mit λ. Das ist die Kugel-Korrektion. In Tab. 2 finden sich die im Anhang I ermittelten Werte dieser Funktionen für einige Wellenlängen, bezogen auf den Wert bei $\lambda = 644\ m\mu$.

Tabelle 2.
Die Kugel-Korrektion.

	$k(\lambda)$, Meßreihe I				$k'(\lambda)$, Meßreihe II			
λ mμ	435	447	476	509	535	546	589	644
$k(\lambda)$	0,75	0,82	0,90	0,94	0,96	0,97	0,98	1,00
$k'(\lambda)$	0,84	0,90	0,96	0,98	0,99	0,99	0,99	1,00

Diese Zahlen spiegeln die Abweichungen des Grau-Normals vom idealen Grau wieder. In der ersten Meßreihe, bei welcher der kleine Ansatz an der Kugel Verwendung fand, beträgt diese Abweichung maximal 25%. In der zweiten Meßreihe konnte sie, nach Ersetzen des Ansatzes durch die Reflexions-Anordnung, auf 16% herabgesetzt werden. Den in Tab. 2 angegebenen Werten liegen schon ausgeglichene Meßreihen zugrunde (näheres S. 85). Die Unsicherheit in der g e s a m t e n Abweichung (25% bzw. 16%) des Grau-Normals vom idealen Grau wird zu etwa $\pm$ 6% gefunden.

Jede mit der Kugel bestimmte Normal-Helligkeit e_k bzw. $e_{k'}$ muß durch ihre zugehörige Kugel-Korrektion aus Tab. 2 dividiert werden, um den Einfluß der Farbabhängigkeit des Grau-Normals zu eliminieren.

Vorteile der Kugel: Die Benutzung einer Kugel als Grau-Normal hat einen großen Vorteil, der in folgendem besteht: Ein leuchtendes Flächenelement einer nach dem Lambertschen Gesetz diffus reflektierenden Kugelfläche beleuchtet jedes andere auf der

Kugel liegende Element mit gleicher Stärke.[30] Dies ist eine Eigenschaft der Kugelgestalt selbst und folgt unmittelbar aus der Anwendung des Lambertschen Gesetzes auf eine sphärische Fläche. (Nähern sich auf der Kugelfläche zwei Flächenelemente, von denen das eine das andere beleuchtet, so wird die durch das $1/r^2$-Gesetz bedingte Zunahme der Beleuchtung genau durch die Verminderung infolge der zunehmenden Einfalls- bzw. Emissionswinkel kompensiert.) Mit den in der Kugel entstehenden mehrfachen Reflexionen hat diese Eigenschaft nichts zu tun.

Aus dem Gesagten folgt, daß die Helligkeit der beobachteten Stelle a (etwa Fig. 8) nur proportional dem gesamten in die Kugel einfallenden Lichtstrom Φ_0 ist, und zwar ganz unabhängig davon, wie dieser auf der Wand verteilt sein mag. Bezüglich der Helligkeit von a übt die Kugel also eine integrierende Wirkung auf Φ_0 aus. Nun ist bei der Besprechung des Strahlengangs auf S. 8 erwähnt worden, daß trotz Unregelmäßigkeiten in der strahlenden Fläche der Lichtquelle der eigentlich Tyndall-Kegel in der Nähe von B'_1 (Fig. 1) gleichmäßig hell ist, weil die Lichtquelle auf dem Objektiv O abgebildet ist. Wie man aber sieht, werden im weiteren Verlauf des Strahlenganges diese Unregelmäßigkeiten mehr und mehr im Querschnitt des Strahlenbündels zum Vorschein kommen, z. B. bei F (Fig. 8). Es ist gerade der Vorteil der Kugel, daß dies vollkommen belanglos für die Helligkeit der Stelle a ist, und damit für die mit der Kugel gemessene Normal-Helligkeit. Diese bleibt streng proportional dem gesamten Lichtstrom Φ_0, der die Beleuchtung des Benzols bei B'_1 bewirkt.[31]

30. Ulbricht, a. a. O., S. 14.

31. Es ist leider zu spät erkannt worden, daß man die Vorteile dieser integrierenden Wirkung der Kugel auf sehr einfache Weise hätte haben können, ohne daß sie dabei mit der etwas großen Farbabhängigkeit belastet zu sein brauchte. Was wir „integrierende Wirkung" genannt haben, nämlich die Gleichgültigkeit der Helligkeit der Stelle a gegenüber der Verteilung von Φ_0 auf der Wand, ist eine Eigenschaft der Kugelgestalt allein, während die Farbanhängigkeit hauptsächlich als eine Folge der mehrfachen Reflexionen zu betrachten ist (wie später in Anhang I klar sein wird). Baut man sich eine Kugel, die überall schwarz ist außer an den Stellen F und a (Fig. 8), welche eine hohe Albedo erhalten sollen (etwa $MgCO_3$-Flächen), so hätte man zum größten Teil die mehrfachen Reflexionen unterdrückt, und folglich auch die stärkere Farbabhängigkeit. Aber nach wie vor hätte die Stelle a eine Helligkeit, die direkt proportional dem gesamten auf F auftreffenden Lichtstrom wäre, wie er auch verteilt sein mag.

Wie unentbehrlich das Grau-Normal an sich als Hilfsinstrument war, wird auf S. 47 gezeigt.

Streugefäß und Vorbereitung des Benzols: Ein horizontaler Schnitt durch das Streugefäß ist in Fig. 11 wiedergegeben. Es be-

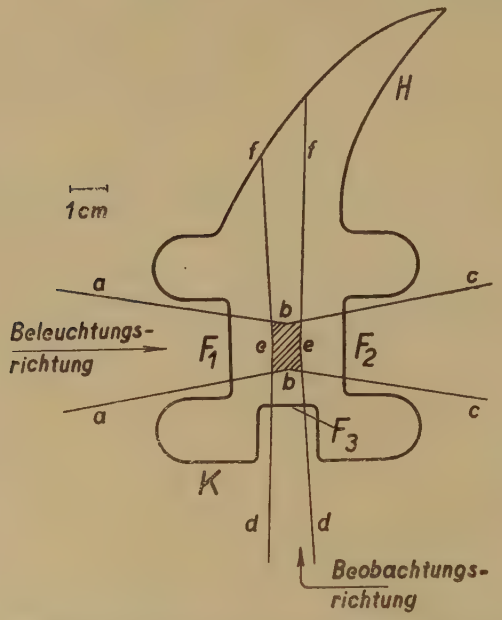


Fig. 11. Streugefäß mit Strahlenverlauf, horizontaler Querschnitt.

sitzt die drei runden Planfenster F_1, F_2, F_3, Eintritts-, Austritts- und Beobachtungs-Fenster, die an den zylindrischen Glaskörper K des Gefäßes in der angedeuteten, versenkten Weise angeschmolzen sind. Ebenfalls angeschmolzen ist das Horn H gegenüber dem Beleuchtungsfenster. Der Bau einer solchen Glaskonstruktion war durch Verwendung von „Sibor"-Glas, welches es gestattet die vorher geschliffenen und polierten Fenster ohne weiteres direkt an das Rohrmaterial anzuschmelzen, wesentlich erleichtert.

Um die Fenster frei von akzidenteller Doppelbrechung zu machen, mußte das Gefäß als Ganzes austemperiert werden.[32] Nach dieser Behandlung erwiesen sich die benutzten Teile der Fenster als optisch isotrop, soweit dies mit dem kleinen Kompen-

32. Von der Firma „Osram", Berlin, freundlichst durchgeführt.

sator nach Nikitin meßbar war ($\delta < 0{,}02\ \lambda$ [grün], δ Gangunterschied).

Die Grenzstrahlen a-b-c des Beleuchtungs-(Tyndall-)Kegels, sowie die des für die Beleuchtung des Photometers (Ph, Fig. 1) wirksamen Lichtkegels d-e-f sind in richtigem Maßstab eingezeichnet. Die Dimensionen des Gefäßes wurden so gewählt, daß leuchtende Pünktchen infolge von Unregelmäßigkeiten im Glas der Fenster F_1 F_2 in den Beobachtungskegel d-e-e-d nicht hineinstrahlen können. Das gleiche gilt auch dann für die schwache Fluorescenz dieser Fenster.

Der Volumeninhalt des Gefäßes war etwa 200 cm³; sonstige Dimensionen können der Figur entnommen werden.

Zur Reinigung des Benzols kommt als einziges in Frage das Martin-Destillationsverfahren.[33] Um dies ausführen zu können, ist

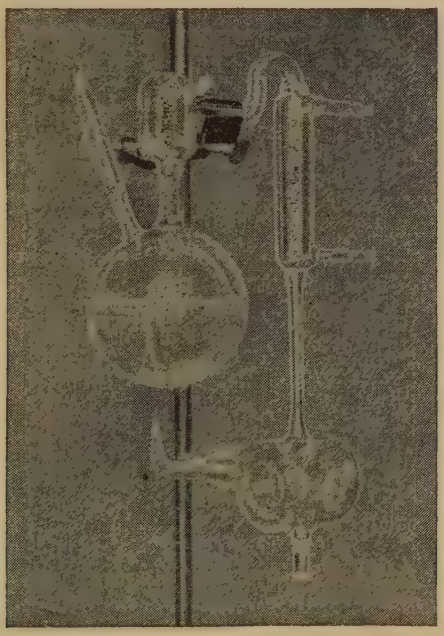


Fig. 12. Aufnahme des Streugefäßes (unten) mit seinem Vorratsballon. In der verbindenden Rohrleitung: der Kühlkondensor und Filterplatte-Vorrichtung (direkt oberhalb Ballon).

33. Martin, Journ. Phys. Chem. 26, S. 471, 1922. — Cabannes, S. 178.

das Streugefäß durch eine gleich mit Kühlkondensor[34] versehene Rohrleitung mit einem Vorratsballon (Durchmesser 10 cm) verbunden. Fig. 12 ist eine Aufnahme des zusammengesetzten Gebildes.

Nach der Vorschrift von Martin wird das Benzol mehrmals vom Ballon in das Streugefäß hinüberdestilliert, wobei die Temperaturdifferenz so klein gehalten wird, daß ein Sieden des Benzols ausge-

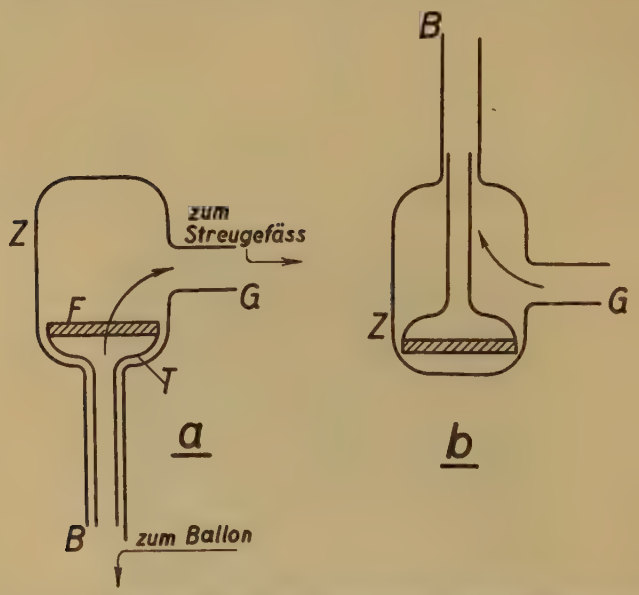


Fig. 13. Zur Wirkungsweise der Filterplatte zwischen Streugefäß und Vorratsballon. a, Lage der Platte (wie in Fig. 12) bei einer Destillation, Strömungsrichtung der Dämpfe durch Pfeil angedeutet. b, Lage bei der Rückspülung aus Streugefäß in den Ballon, Strömungsrichtung der Flüssigkeit durch Pfeil angedeutet.

schlossen ist, damit kein Staubteilchen mechanisch mit hinübergerissen wird. Um nun die letzte Möglichkeit eines solchen Transports zu verhindern, wurde in das Zuleitungsrohr ein mechanisches Hindernis[35] in der Form einer Filterplatte aus gesintertem Glas eingebaut. Oberhalb des Ballons (siehe Fig. 12) befindet sich eine

34. Wegen der Länge der Leitung zwischen Ballon und Streugefäß von Vorteil.

35. Auf die vorteilhafte Verwendung einer solchen Einrichtung hat mich Herr Dr. H. Kreusler aufmerksam gemacht.

zylindrische Erweiterung Z (Fig. 13 a) in der vom Ballon kommenden Zuleitung B. Verschiebbar in Z sitzt ein trichterförmiges Glasstück T, dessen Stil im Rohr B auf- und abgleiten kann. T trägt eine Filterplatte F aus grob gesintertem Glas, durch welche die Dämpfe bei der Destillation hindurch diffundieren müssen.

Beim jedesmaligen Umkippen des ganzen Apparates, um das in das Streugefäß hineindestillierte saubere Benzol zurück in den Ballon zu gießen, wodurch die mechanische Reinigung vom Staub erfolgt, fällt das Trichterstück T durch die Schwere in die in Fig. 13 b angedeutete Lage. Das Benzol kann nun ungehindert aus G vom Streugefäß her nach B hinüberfließen, ohne die Filterplatte F durchsetzen zu müssen. Durch dieses Ausschalten von F wird bewirkt, daß sie nur in einer Richtung durchgesetzt werden kann. Die obere Fläche von F bleibt also unbedingt frei von einer Verunreinigung.

Der zusammengesetzte Glasapparat wurde mit heißer, sauberer Chromschwefelsäure peinlichst gereinigt. Dazu war ein Rohransatz am Ballon sowie an der Hornspitze offen gelassen. Gespült wurde mit destilliertem Wasser direkt aus einem Destillationsapparat, der später dazu diente, das Benzol in das Streugefäß hineinzubringen und der ebenso sorgfältig wie der Streuapparat selbst gereinigt wurde. Die Wasserhaut an den Fenstern zeigte Farben dünner Blättchen.

Getrocknet wurde die Apparatur in einem Ofen bei ca. 100 ° C mit einem durchgesaugten Luftstrom, der erst durch eine gereinigte $CaCl_2$-Säule, danach durch einen großen Wattebausch[36] geleitet wurde. Die notwendigen Glasverbindungen waren immer mit trockenen Schliffen hergestellt. Vor dem Anschließen an das Streugefäß wurde der Luftstrom durch das $CaCl_2$ und die Watte einige Zeit gesaugt. In der Leitung befand sich außerdem provisorisch eine leere Glaskugel, in die ein kräftiger Lichtkegel hineinprojektiert wurde, um durch das Fehlen von Tyndallicht die Freiheit des Luftstromes von Partikelchen zu kontrollieren. Auch beim Durchsaugen der Luft durch das Streugefäß wurde diese Kontrolle verwandt.

Das Benzol von Kahlbaum, „zur Molekulargewichts-Bestim-

36. Vorher mit Benzol ausgelaugt und kühl, also nicht im Ofen gehalten.

mung", hatte einige Wochen über metallischem Na[37] gestanden, um es zu trocknen. Es wurde in den oben erwähnten Destillierapparat hineingegossen, um aus diesem in den Ballon der Streugefäß-anordnung hineindestilliert zu werden. An keiner Stelle der Apparatur war Gummi (Schläuche, Propfen) verwendet, mit dem das Benzol als Flüssigkeit oder als Dampf in Berührung kommen konnte. Nachdem das erste Destillat weggeworfen und die Siedetemperatur konstant (ca. 80 ° C) geblieben war, wurde erst die Verbindung mit dem Streugefäß über einen Trockenschliff hergestellt. Nach zweimaligem Ausspülen des ganzen Gebildes mit hineindestilliertem Benzol wurde der Ballon gefüllt, der noch offene Rohransatz am Horn zugeschmolzen, und dann in das Streugefäß etwa 100 cm^3 Benzol aus dem Ballon durch Kippen des Apparates gebracht. Mit einer Wasserstrahlpumpe über eine Ausfriertasche mit flüssiger Luft kann nun die Luft entfernt werden. Dann wird das Ansatzrohr am Ballon, und somit das ganze System, zugeschmolzen. Bei einem guten Vakuum stößt das flüssige Benzol mit einem metallischen Klang gegen die Gefäßwände, besonders wenn es abgekühlt ist.

Die für die Martin-Destillation notwendige kleine Temperaturdifferenz ΔT zwischen Streugefäß und Ballon wurde durch Eintauchen des letzteren bis über die Filterplatte in ein elektrisch geheiztes Warmwasserbad hergestellt. Im Kondensor strömte Leitungswasser, das vielleicht 6 ° C kühler als das Streugefäß (Zimmertemperatur) war.

Mit einem ΔT von etwa 14 ° C war in 2 Stunden eine volle Destillation fertig, mit $\Delta T = 8$ ° in 9 Std. und mit 3—4 ° erst nach mehr als 70 Std. Gewöhnlich war ΔT etwa 10 ° für die ersten Destillationen, wo es übrigens nicht nötig ist das Streugefäß ganz voll zu destillieren, während für die letzten eine kleinere Temperaturdifferenz gewählt wurde. Messungen im Laufe des Destillationsverfahrens ergaben keine Änderungen bei fortschreitender Anzahl von Destillationen, weder in der Polarisation noch in der Intensität des Streulichts, was sehr für die Sauberkeit des Benzols von vornherein spricht.[38] Destilliert wurde 10mal.

---

37. Als Fäden in die Vorratsflasche hineingespritzt, von der Firma „Osram", Berlin, freundlichst gemacht.

38. Ein anderes Präparat Benzol, das mit weniger Sorgfalt behandelt worden war, hatte eine Abnahme der Polarisation um 2—3% im Laufe eines Destillationsverfahrens gezeigt.

Streugefäß und Ballon sind zusammengelassen worden für den Fall, daß weitere Destillation sich als nötig herausstellen sollte. Dabei trat eine sehr langsame Rückdestillation (etwa 5 cm^3 in 2 Monaten) vom Streugefäß in den Ballon auf. Es ist nicht klar, ob diese durch kleine, zwischen Ballon und Streugefäß entstehenden Temperaturdifferenzen bedingt ist, oder durch die zu erwartende Spur von Staub (Verringerung des Dampfdrucks!) im Benzol des Ballons.

Das Streugefäß wurde schwarz angestrichen und der ganze Apparat auf einen Reiter für die optische Bank montiert, um ihn bequem in den Beleuchtungskegel (B'_1, Fig. 1) einsetzen zu können.

Fluorescenzinhalt des Streulichts: Bekannt ist, daß selbst sorgfältigst behandeltes Benzol eine schwache Fluorescenz in der blauen Hälfte des visuellen Spektrums zeigt, den sog. „kontinuierlichen Hintergrund" auf Raman-Aufnahmen. Nach R. Bär[39] erstreckt sich dieser bei Erregung mit der Hg-Linie 435 von 435 $m\mu$ bis 490 $m\mu$.[40] Seine Intensität ist nach dieser Arbeit bei Erregung mit den Hg-Linien 405 $m\mu$ beträchtlich größer als bei 435, weshalb das dauernde Vorhandensein des Dinitrobenzol-Filters (S. 9) sehr wichtig ist, um das Fernhalten jener Linien zu gewährleisten.

Es muß zunächst untersucht werden, inwieweit eine solche Fluorescenz im benutzten Benzolpräparat die Helligkeitsmessungen fälschen könnte. Zu dieser Frage wurden quantitative Versuche mit komplementären Filtern angestellt. Es ergab sich, daß die an sich sehr schwach vorhandene Fluorescenzintensität durch zweckmäßigere Anordnung der Farbfilter bis unterhalb der Grenze der photometrischen Meßfehler herabgesetzt werden konnte. Diese Anordnung bestand darin, daß der Teil der Filterkombination, welcher für die längeren Wellen undurchlässig ist, direkt vor das Auge gebracht war (bei F'_2, Fig. 1). Dies wurde erst in der zweiten Meßreihe[41] gemacht, ohne allerdings eine sichtliche Änderung im Verlauf der erhaltenen Kurve gegenüber dem der Meßreihe I zu bewirken, bei der sich alle Filter im primären Strahlengang (Fig. 1, F_2) befanden.

---

39. R. Bär, ZS. für Phys. 79, S. 455, 1932.

40. Auch bei unserm Präparat mit Filter festgestellt.

41. Die Haupthelligkeitsmessungen sind in zwei größeren Meßreihen, Meßreihe I und Meßreihe II, enthalten (S. 44).

Diese quantitativen Versuche wurden mit der Hg-Linie 435 durchgeführt, denn von ihr ist eine Fluorescenzerregung am stärksten zu erwarten. Als Komplementärfilter ist das Schottglas GG 5 oder GG 7 zu verwenden, Dicke 2 mm. Beide haben von Rot kommend einen ziemlich steilen Abfall[42] ihrer Durchlässigkeit gleich vor der Linie 435. Von dieser läßt GG 5 15%, GG 7 nur 1% durch.

Bildet man durch entsprechende Messungen das Verhältnis der Helligkeit des Benzolstreulichts mit und ohne einem zwischen Benzol und Photometer eingeschalteten Komplementärfilter, so ist der Überschuß über 15% bzw. 1% der Fluorescenz zuzuschreiben, die das Filter noch durchläßt und die mindestens die Hälfte der gesamten Fluorescenz sein dürfte.

Nun zeigte nicht nur das Benzol diese schwache Fluorescenz, sondern auch die Kugel! — (wahrscheinlich vom Bindemittel des $BaCO_3$ herrührend), die infolgedessen mit untersucht werden müßte.

Die Resultate sind in Tab. 3 zusammengestellt:

Tabelle 3.

Prozent Fluorescenz in Streulicht (Erregerlinie 435 $m\mu$).

Kobaltglas KB vor der Lampe.

	Benzol		Kugel[43]	
Komplementärfilter	GG 5	GG 7	GG 5	GG 7
Filter-Durchlässigkeit für $\lambda = 435$	15%	1%	15%	1%
% „Streulicht" noch durchgelassen mit Komplementär-Filter im Streustrahlengang	18%	4%	20%	7%
% Fluorescenz im Streulicht	3%	3%	5%	6%

42. siehe Kataloge der Firma (Liste 4213).

43. Allerdings war die Kugel hier schon mit der Reflexions-Anordnung versehen, deren Glasteile aber keine merkliche Fluorescenz zeigten, auch bei intensiver Beleuchtung.

Es handelt sich, wie aus der letzten Zeile der Tab. 3 hervorgeht, um einen sehr kleinen Gehalt an Fluorescenzlicht. Trotzdem muß man versuchen, sich auch davon frei zu machen. Dies wird erreicht, wie schon erwähnt, indem man den Teil der Filter-Kombination, der nach Rot zu (von der Linie aus gesehen) abschneidet, nicht vor die Lampe, sondern vor das Auge bringt. Macht man dies für $\lambda = 435$ mμ, z. B., mit dem Kobaltglas KB bei F'_2 (Fig. 1), dazu BG 4 (2 mm) als „Vorzerlegung" bei F_2, so findet man durch Messungen genau wie in Tab. 3, daß GG 5 15% und GG 7 1% des Streulichts hindurchlassen, also gerade so viel wie die Durchlässigkeit des betreffenden Filters es verlangt.

In Meßreihe II wurden infolgedessen die Komponenten der Filter-Kombinationen zum Teil getrennt; diejenigen, die mit einem Stern (Tab. 1) vermerkt sind, wurden bei F'_2 eingeschaltet, die übrigen bei F_2 wie vorher. Da die Fluorescenz sich nur bis etwa $\lambda = 500$ mμ erstreckt, ist eine solche Trennung nur für die blauen Linien erforderlich. In Meßreihe II ist man also gesichert, daß die Fluorescenzintensitäten innerhalb Meßfehler liegen (vgl. auch die Ergebnisse der Depolarisationsmessungen, S. 71).

Nun fragt es sich, ob eine Korrektion an den in Meßreihe I schon gemessenen Intensitäten anzubringen ist, um der Beimischung von Fluorescenzlicht, das nicht nur beim Benzol sondern auch bei der Kugel auftrat, Rechnung zu tragen. Um dies nachzuprüfen, wurden die Helligkeitsmessungen (Streuhelligkeit gegen Kugelhelligkeit) der Meßreihe I für $\lambda = 435$ sorgfältig wiederholt, einmal mit der in I schon benutzten Filteranordnung, einmal mit der neuen getrennten Anordnung. In beiden Fällen war das Verhältnis, Streuhelligkeit zu Kugelhelligkeit, identisch. Streuhelligkeit und Kugelhelligkeit waren zufälligerweise durch die getrennte Filter-Anordnung prozentual gleichviel beeinflußt, und zwar jede um etwa 4% vermindert, was man aus Tab. 3 erwarten würde, falls die Fluorescenz eliminiert ist. Da die Fluorescenz-Helligkeit am stärksten von allen benutzten visuellen Linien durch 435 mμ erregt wird, und da ferner kein Anlaß vorliegt, eine Korrektion hier anzubringen, so wurde von einer solchen Korrektion für alle Linien abgesehen. Vor Meßreihe II wurde die Martin-Destillationsreihe von neuem wiederholt (8mal) und bei der Gelegenheit eine letzte, sehr langsame Destillation vorgenommen. Sie dauerte etwa 76 Stunden.

Trotzdem war kein Unterschied an Fluorescenzlicht-Gehalt, Depolarisationsgrad oder Streuintensität mit Sicherheit festzustellen.

Hergang der Messungen: In den Haupt-Helligkeitsmsesungen des Streulichtes sind mittels des Photometers Ph (Fig. 1) zwei photometrische Vergleiche bei jeder Spektrallinie auszuführen: Erstens ist die Helligkeit des Benzol-Streulichts zu bestimmen. Zweitens ist die Helligkeit des Grau-Normals zu bestimmen, indem das Streugefäß durch den Kugel-Aufbau im Beleuchtungskegel ersetzt wird. Eine Meßreihe wird folgendermaßen (oder in der umgekehrten Reiheifolge) durchgeführt: Mit dem Streugefäß im Beleuchtungskegel werden 12 Einstellungen am Teilkreis N_1 (Fig. 1) (drei volle Umdrehungen desselben) auf photometrische Gleichheit gemacht, etwa in der „rechts"-Stellung des Photometers (vgl. S. 15); alsdann 12 entsprechende Messungen in der „links"-Stellung, damit der Netzhauteffekt (vgl. S. 21) berücksichtigt werden kann. Das Streugefäß wird nun entfernt und das Grau-Normal eingesetzt, ohne sonst irgendetwas an der Apparatur zu ändern. Es folgen dann in entsprechender Weise 24 photometrische Einstellungen auf die Normal-Helligkeit der Kugel, 12 „rechts" und 12 „links".

Diese 48 Einstellungen legen einen „Meßpunkt" fest. Es wird nämlich aus je 12 Winkelwerten der Mittelwert, bzw. dessen $\sin^2$, d. i. die Helligkeit, genommen. Bildet man nun den Mittelwert aus je zwei zugehörigen von diesen mittleren Helligkeiten (resultierend aus „rechts"- bzw. „links"-Stellung), so ist dieser frei von einem Einfluß des Netzhauteffekts (vgl. Gln. 7). Für das Streulicht sei dieser Mittelwert $\sin^2 N$ genannt, für das Licht des Grau-Normals $\sin^2 K$. Schließlich wird der Quotient $\frac{\sin^2 N}{\sin^2 K}$ gebildet. Das ist ein „Meßpunkt", d. h. die relative Helligkeit des Streulichts bezogen auf die Helligkeit des Grau-Normals bei der betreffenden Farbe.

Zahlenmäßige Ergebnisse: Die Hauptmessungen zerfallen, wie schon verschiedentlich angedeutet, in zwei größere Meßreihen, I und II. Diese lagen zeitlich einige Monate auseinander und unterschieden sich experimentell im wesentlichen nur in der Filteranordnung (S. 43) und im Kugel-Ansatz (S. 31). Da die Resultate der beiden Reihen gut miteinander übereinstimmen, sollen sie gemeinschaftlich diskutiert werden.

Zahlenmäßige Ergebnisse der Meßreihe I.

λ ($m\mu$)	$\sin^2 N \pm$ d. f.	$\frac{\sin^2 N_R}{\sin^2 N_L}$	T °C	$\sin^2 K \pm$ d. f.	$\frac{\sin^2 K_R}{\sin^2 K_L}$	n	$\frac{\sin^2 N}{\sin^2 K}$	A $\log \frac{\sin^2 N_{23^0}}{\sin^2 K}$	B $\log k(\lambda)$	A + B
435	0,478 ± 0,013	1,00	22°,3	0,131 ± 0,013	1,05	4	3,66	+ 0,563	— 0,127	+ 0,436
472	0,295 ± 0,002	1,01	24°,0	0,154 ± 0,001	1,05	3	1,92	+ 0,280	— 0,050	+ 0,230
509	0,497 ± 0,004	1,02	24°,3	0,398 ± 0,003	1,03	3	1,25	+ 0,093	— 0,024	+ 0,069
518	0,493 ± 0,005	1,03	24°,3	0,417 ± 0,002	1,02	4	1,18	+ 0,069	— 0,022	+ 0,047
535	0,443 ± 0,005	1,01	23°,7	0,431 ± 0,007	1,02	5	1,03	+ 0,010	— 0,017	— 0,007
546	0,345 ± 0,003	1,00	23°,1	0,411 ± 0,001	1,01	4	0,84	— 0,076	— 0,013	— 0,089
578	0,267 ± 0,007	1,04	23°,0	0,401 ± 0,008	1,03	4	0,67	— 0,177	— 0,008	— 0,185
589	0,281 ± 0,004	1,00	23°,9	0,431 ± 0,005	0,98	5	0,65	— 0,188	— 0,006	— 0,194
644	0,189 ± 0,003	1,08	24°,5	0,435 ± 0,005	0,99	6	0,43	— 0,368	— 0,000	— 0,368

Tabelle 5.

Zahlenmäßige Ergebnisse der Meßreihe II.

λ ($m\mu$)	$\sin^2 N \pm$ d. f.	$\frac{\sin^2 N_R}{\sin^2 N_L}$	T °C	$\sin^2 K \pm$ d. f.	$\frac{\sin^2 K_R}{\sin^2 K_L}$	n	$\frac{\sin^2 N}{\sin^2 K}$	A $\log \frac{\sin^2 N_{23^0}}{\sin^2 K}$	B $\log k'(\lambda)$	A + B
435	0,551 ± 0,010	1,04	23°,1	0,153 ± 0,003	1,09	6	3,61	+ 0,560	— 0,075	+ 0,485
447	0,467 ± 0,008	1,09	23°,0	— —	—	11	—	—	—	+ 0,413
472	0,664 ± 0,014	0,99	23°,3	0,306 ± 0,009	1,10	6	2,17	+ 0,335	— 0,022	+ 0,313
476	0,287 ± 0,004	1,05	22°,5	0,143 ± 0,002	1,16	7	2,00	+ 0,304	— 0,018	+ 0,286
501	0,241 ± 0,006	1,07	23°,1	0,159 ± 0,001	1,16	6	1,51	+ 0,180	— 0,009	+ 0,171
509	0,641 ± 0,012	1,00	23°,1	0,453 ± 0,004	1,00	8	1,39	+ 0,144	— 0,007	+ 0,137
	0,435 ± 0,005	0,98	23°,1	0,317 ± 0,005	1,00	8				
518	0,470 ± 0,012	1,04	21°,7	0,392 ± 0,003	1,04	7	1,20	+ 0,083	— 0,006	+ 0,077
546	0,399 ± 0,002	1,00	21°,7	0,444 ± 0,002	1,03	4	0,90	— 0,042	— 0,004	— 0,046
578	0,316 ± 0,005	1,00	21°,9	0,452 ± 0,012	1,04	7	0,70	— 0,152	— 0,002	— 0,154
588	0,118 ± 0,002	1,02	23°,0	0,166 ± 0,003	1,07	5	0,71	— 0,150	— 0,002	— 0,152
589	0,278 ± 0,004	1,00	21°,7	0,415 ± 0,002	1,03	4	0,67	— 0,171	— 0,002	— 0,173
644	0,253 ± 0,005	1,19	22°,6	0,487 ± 0,023	1,20	14	0,52	— 0,284	0,000	— 0,284

Die zahlenmäßigen Ergebnisse sind in den zwei Tabellen 4 und 5 zusammengestellt. Unter λ sind die Wellenlängen, bzw. die Wellenlängen-Schwerpunkte, angegeben, wie sie schon in Tab. 1 stehen. Die eigentlichen photometrischen Messungen sind in den Kolonnen $\sin^2 N$ bzw. $\sin^2 K$ zu finden. Die beigeschriebenen Fehler sind die durchschnittlichen (d. f.), und zwar beziehen sie sich nicht auf die einzelnen Einstellungen, sondern auf die oben definierten „Meßpunkte", deren Anzahl in der Rubrik n angegeben ist. Der Quotient $\frac{\sin^2 N}{\sin^2 K}$ gibt die relative Helligkeit des Streulichts an, die noch wegen der Farbabhängigkeit der Kugel zu korrigieren ist.

Die Temperatur T ist der Mittelwert aus den Temperaturen der n-Meßpunkte. Diese lagen immer innerhalb eines Bereichs von 2° C.

In den 3. und 6. Kolonnen hat man ein Maß für den Netzhaut-Effekt. Für jeden Meßpunkt wurde die gemessene Helligkeit in der „rechts"-Stellung des Photometers ($\sin^2 N_R$ bzw. $\sin^2 K_R$) durch die in der „links"-Stellung ($\sin^2 N_L$ bzw. $\sin^2 K_L$) dividiert,[44] und der Mittelwert aus den n-Meßpunkten bei jeder Linie genommen.

Unter A befinden sich, mit Rücksicht auf die unten zu besprechende graphische Darstellung, die Logarithmen der Helligkeiten. Dabei ist die Helligkeit $e_T = \sin^2 N_T$ auf $T = 23^\circ$ C reduziert worden, mittels der von Cabannes angegebenen Formel,[45]

$$e_{23^0} = e_T \; [1 + 0{,}007 \; (T - 23^0)]$$

Diese Korrektion beträgt höchstens 1,5%. Sie ist aber nicht ganz zu vernachlässigen.

Unter B sind die Logarithmen der Kugel-Korrektion zu finden (vgl. Tab. 2, wo diese Korrektion $k(\lambda)$ bzw. $k'(\lambda)$, als natürliche Zahl steht). A + B ist dann der Logarithmus der wahren relativen Streuhelligkeit (vgl. Gln. 11 b), die mit der theoretischen zu vergleichen ist.

Bei der schwachen He-Linie 447 mμ war es nicht möglich, auch die Normal-Helligkeit zu messen. Die Streuhelligkeit für 447 ist deshalb direkt an die der Hg-Linie 435 mμ angeschlossen:

---

44. Es sei daran erinnert, daß $\frac{\sin^2 N_R + \sin^2 N_L}{2} = \sin^2 N$, und entsprechendes für $\sin^2 K$.

45. Cabannes, S. 197.

$$(A + B)_{447} = (A + B)_{435} - \log \frac{\sin^2 N_{435}}{\sin^2 N_{447}}$$

Der (d. f.) der Meßpunkte schwankt um $\pm$ 2% herum, also ist ein (d. f.) im Quotient $\frac{\sin^2 N}{\sin^2 K}$ von etwas weniger als $\pm$ 4% zu erwarten. Der durchschnittliche Fehler (D. F.) des Mittelwerts ist dagegen kleiner, je nach der Anzahl n der Meßpunkte. Die Kugel-Korrektion bringt eine weitere Unsicherheit hinein, so daß der (d. f.) der wahren relativen Helligkeiten rund $\pm$5% betragen dürfte mit einem (D. F.) von vielleicht $\pm$3%. Das entspricht einer Unsicherheit in (A + B) von etwa $\pm$0,01, wie es auch beim graphischen Auftragen bestätigt wird. Der Fehler ändert sich natürlich von Farbe zu Farbe, je nach der Schwierigkeit (Helligkeit) beim Messen. Doch es scheint die angegebene Genauigkeit als Mittel nicht zu hoch gegriffen zu sein.

In Fig. 14 sind die einzelnen Werte von $\sin^2 N$ und $\sin^2 K$, deren Mittelwerte in Tab. 5 angegeben sind, für einige Linie in log-Maßstab eingezeichnet. Die mit den gestrichelten Linien verbundenen Punkte gehören der Kugel an ($\sin^2 K$), die mit den vollen Linien dem Benzol ($\sin^2 N$). Die Punkte fallen in zwei Gruppen, entsprechend der verschiedenen Anzahl von Abzweigsplatten (P_2, Fig. 1). Bei der oberen Gruppe war z. B. nur eine Platte P_2 vorhanden, bei der unteren dagegen drei (vgl. S. 11). Ganz abgesehen von der Bequemlichkeit dieser, das Grau-Normal benutzenden Methode, ist sie darüber hinaus unbedingt notwendig, wie ein Blick auf Fig. 14 zeigt. Die (log der) relativen Helligkeiten (A, Tab. 5) sind nämlich die Differenzen der Ordinaten eines Kurvenpaares. Die Kurve dieser Differenzen weist nun einen verhältnismäßig glatten Verlauf auf (vgl. Fig. 15 Kurve I, wo allerdings (A—B) aufgetragen ist), im Gegensatz zu dem unregelmäßigen Verlauf der einzelnen Kurven für $\sin^2 N$ und $\sin^2 K$ in Fig. 14. Dieser unregelmäßige Verlauf wird durch die verschiedene Gestalt der Lampen und die damit verbundenen Unterschiede im Ausleuchten des Kondensor K_2 bedingt. Er kommt natürlich sowohl bei der Streuhelligkeit als bei der Kugel-Helligkeit zum Vorschein. Man sieht den korrespondierenden Verlauf der vollen und gestrichelten Kurven daraus, daß die den Zn-, Mg- und Na-Lampen entsprechenden Punkte in b e i d e n Kurven niedriger liegen als die der He- oder Hg-Lampen. Erst nach Bildung

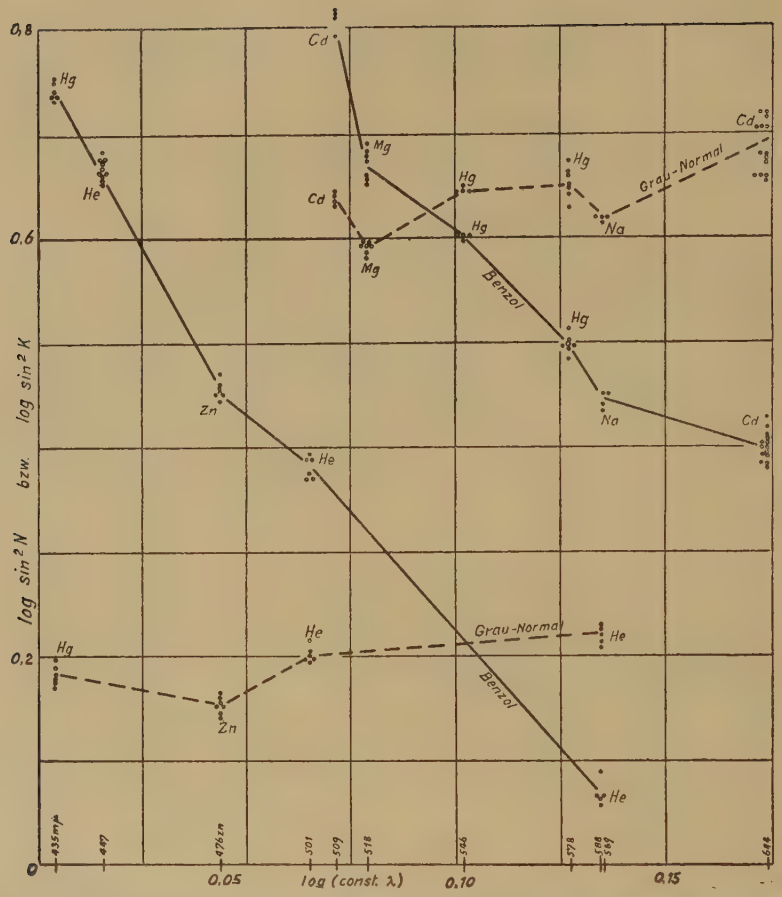
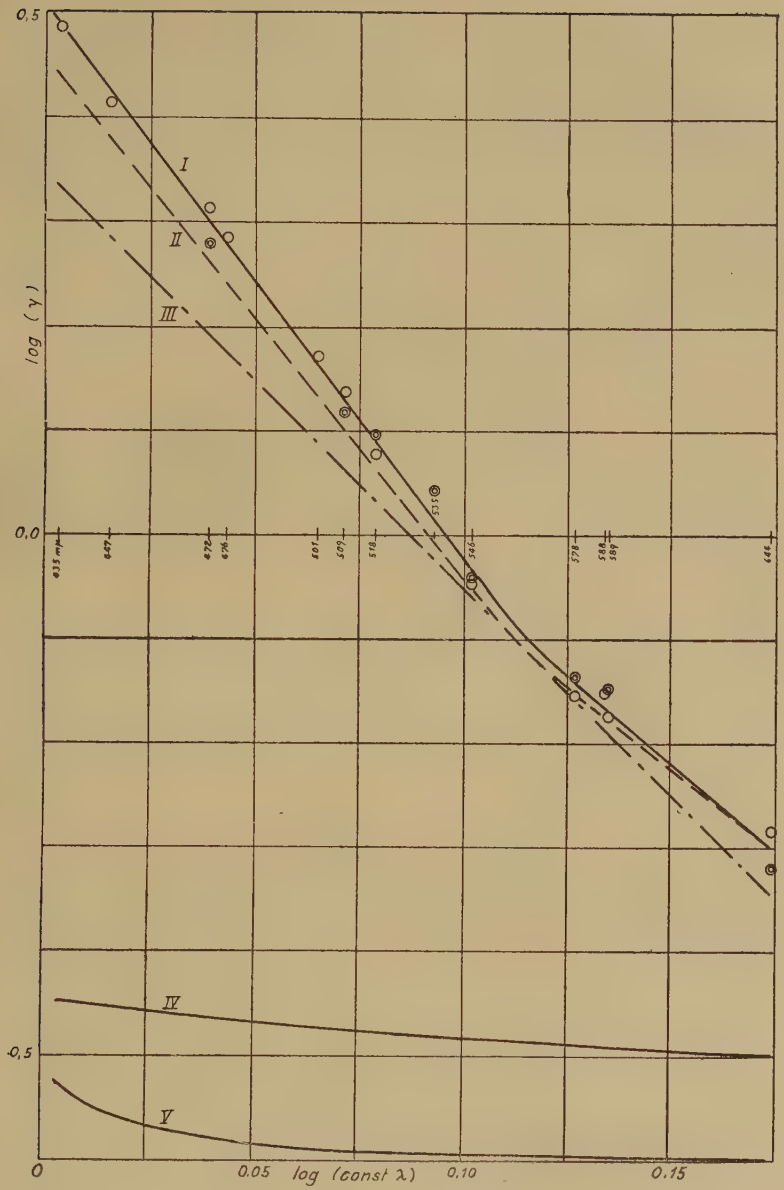


Fig. 14. Einzelne Meßpunkte aus Meßreihe II in logarithmischem Maßstab (Der entlogarithmisierte Mittelwert einer Puntkgruppe erscheint in Tab. 5 unter $\sin^2 N$ bzw. $\sin^2 K$). ——— Helligkeit des Benzol-Streulichtes ($\sin^2 N$), — — — Helligkeit des Grau-Normals ($\sin^2 K$). Die Figur dient zur Veranschaulichung der Meßfehler und des korrespondierenden, durch die geometrischen Verschiedenheiten der Beleuchtungslampen bedingten, unregelmäßigen Verlaufs einer Streulicht-Kurve und ihrer Normalhelligkeits-Kurve (Notwendigkeit eines Grau-Normals). Oberes Kurvenpaar mit einer Abzweigsplatte P (Fig. 1), unteres mit 3 Abzweigplatten. Die jeweilige Lampe ist angegeben.

Fig. 15. Vergleich der direkt beobachteten Streukurve mit der theoretisch zu erwartenden. Die Kurven und ihre entsprechenden Ordinaten log y bedeuten: Kurve I, beobachtete Streukurve, Meßpunkte der (ersten) I. Meßreihe ⊙, der II. Meßreihe ○, korrigiert für Farbabhängigkeit des Grau-Normals; $\log y_I = A + B$, (s. Tabellen 4, 5), Kurve II, beobachtete Streukurve mit (klassischer) Brechungsindex-Korrektion $f(\lambda) = (n^2-1)^2$;



$\log y_{II} = \log y_I - \log y_{IV}$. Kurve III, Verlauf einer λ^{-4}-Streuung, mit dem sich Kurve II im Falle der Richtigkeit der Annahme $f(\lambda) = (n^2-1)^2$ hätte decken müssen; $\frac{d \log y_{III}}{d \log x} = -4$. Kurve IV, die klassische Brechungsindex-Korrektion; $y_{IV} = f(\lambda) = (n^2-1)^2$. Kurve V, die für Meßreihe II benutzte Kugel-Korrektion; $y_V = k'(\lambda)$, Maßstab der gleiche wie in Fig. 14. Die Lage der $y = 0$-Achse willkürlich.

des Quotienten $\frac{\sin^2 N}{\sin^2 K}$ ist man von diesem apparativen Einfluß frei.

Das graphische Auftragen: Der Übersichtlichkeit wegen ist es vorteilhaft, für die graphische Darstellung der Meßergebnisse zum Vergleich mit der Theorie, Gln. 1 in folgender zusammengedrängter Form zu schreiben,

9) $$e_s = s\, f(\lambda)\, \lambda^{-4}\, e_q$$

Hierbei bedeutet

e_s	die Streuhelligkeit
$f(\lambda)$	die Dispersions-Korrektion
λ	die Vakuum-Wellenlänge
e_q	die Helligkeit der Lichtquelle
s	eine von λ unabhängige Konstante.[46]

Nun genügen die Winkel N bzw. K (S. 44) den folgenden Beziehungen (ohne zwischen den beiden Kugel-Korrektionen zu unterscheiden):

10a) $e_s = \text{const.}\ e_q \sin^2 N$

b) $e_k = \text{const.}\ e_q \sin^2 K = \text{const.}\ k(\lambda)\, \Phi_0 = \text{const.}\ k(\lambda)\, e_q$

Bezüglich 10b): e_k ist die Normal-Helligkeit, $k(\lambda)$ die Kugel-Korrektion (S. 34). Weiter ist der in die Kugel einfallende Lichtstrom Φ_0 bei unveränderter Apparatur einfach der Helligkeit e_q der Lampe proportional.

Aus 9) und 10) folgt,

11a) $$\frac{e_s}{e_k} = \frac{\sin^2 N}{\sin^2 K} = \text{const.}\, \frac{f(\lambda)}{k(\lambda)}\, \lambda^{-4}$$

oder, logarithmisch geschrieben, mit den Abkürzungen A und B aus Tab. 4 und 5,

11b) $$(A + B) - \log f(\lambda) = -4 \log \lambda + \text{const.}$$

wo (A + B) der Logarithmus der wahren relativen Helligkeit ist.

Trägt man die ganze linke Seite von Gln. 11b) als Ordinate gegen log λ auf, so muß man bei einer passenden Annahme über $f(\lambda)$ eine Gerade mit der Neigung —4 erhalten. In Fig. 15 ist dieses durchgeführt. Jedoch ist der Maßstab so gewählt ($x = 4y$), daß eine Neigung von —1 anstatt —4 zu erwarten wäre.

---

46. D. h., bei gegebener Temperatur, ferner bei keiner Dispersion im Depolarisationsgrad (vgl. S. 71).

Zunächst soll die Kurve der relativen Helligkeiten (A + B) (Kurve I Fig. 15, siehe S. 49) besprochen werden. Die eingetragenen Meßpunkte sind schon bezüglich der Farbabhängigkeit der Kugel korrigiert. Die einfachen Kreise (○) sind der Meßreihe II, die doppelten (⊙) der Meßreihe I entnommen. Da die Kugelkorrektionen, $k(\lambda)$ und $k'(\lambda)$, des Grau-Normals sich bei den beiden Meßreihen im numerischen Betrag etwas unterscheiden, so sind die beiden Meßreihen auf einen gemeinsamen Punkt zusammengebracht worden, um besser vergleichbar zu sein. Dieser gemeinsame Punkt ist $\lambda = 435$ mμ. Zu allen Werten von (A + B) in Tab. 4 ist 0,049 hinzuaddiert worden. Das größere Gewicht von Meßreihe II (man beachte die Zahl der Meßpunkte n) wurde beim Zeichnen der Kurve I berücksichtigt. Jedoch sieht man, daß die beiden Meßreihen durch die gleiche Kurve befriedigend dargestellt werden. Diese Kurve verläuft praktisch geradlinig von 435 mμ bis 546 mμ, wo sie einen mehr oder minder scharfen Knick zu haben scheint, um danach flacher sich nach Rot fortzusetzen.

Um die Größe der Kugel-Korrektion deutlich zu machen, ist $B = \log k'(\lambda)$ von Meßreihe II in Kurve V (Fig. 15) im gleichen Maßstab wie Kurve I wiedergegeben. Wäre diese Farbabhängigkeit nicht berücksichtigt, so würde die Kurve I steiler verlaufen.

Die Dispersions-Korrektion, $f(\lambda) = (n^2-1)^2$: Von Kurve I (Fig. 15) ist nun $\log f(\lambda)$ abzuziehen (vgl. Gln. 11b). Wir operieren zunächst mit der Annahme $f(\lambda) = (n^2-1)^2$ von Seite 5 her. Der relative Betrag einer solchen Korrektion ist aus Tab. 6 zu ersehen, wo diese Funktion auf ihren Wert bei $\lambda = 644$ mμ bezogen tabelliert ist. Zum Vergleich ist auch $f(\lambda) = (n^2-1)^2 (n^2+2)^2$ angeführt, wie es ursprünglich für die Streuformel abgeleitet wurde. Die Brechungsexponenten für das Benzol aus der Arbeit von Lowry und Allsopp[47] sind auf 23 ° C umgerechnet.[48]

Tabelle 6.

Die Dispersions-Korrektion, auf 644 mμ bezogen.

λ in mμ	435	468	480	509	546	589	644
n (23 °)	1,521	1,514	1,512	1,508	1,503	1,499	1,495
$(n^2-1)^2$	1,12	1,09	1,08	1,06	1,04	1,02	1,00
$(n^2-1)^2 (n^2+2)^2$	1,17	1,13	1,11	1,08	1,05	1,03	1,00

47. T. M. Lowry und C. B. Allsopp, Proc. Roy. Soc. 133, S. 26, 1931.
48. Int. Crit. Tables, Bd. VII, S. 15.

Das Vorhandensein des Gliedes $(n^2-1)^2$ in Gln. 1 würde nach Tab. 6 einen über diesen Bereich etwa 12% größeren Anstieg der Streuintensität voraussagen als wenn die Wellenlängenabhängigkeit allein im λ^{-4}-Glied steckte. Die Annahme $f(\lambda) = (n^2-1)^2 (n^2+2)^2$ würde einen 17% stärkeren Anstieg voraussagen.

In Kurve IV (Fig. 15) ist log $(n^2-1)^2$, die angenommene Dispersions-Korrektion, aufgetragen. Die Differenz der Ordinaten der Kurve I und IV ergibt Kurve II, die, wie Kurve I, einen geradlinigen Verlauf von 435 bis 546 mμ hat, um von hier an flacher nach Rot auszulaufen. Die geringe Krümmung nach unten, die log $f(\lambda)$ in Kurve II zwischen 435 und 546 eigentlich bedingt, liegt innerhalb der Meßgenauigkeit und wurde deshalb vernachlässigt.

Schließlich ist eine 45°-Linie (Kurve III) gezogen, mit der Kurve II sich hätte decken müssen, wenn $f(\lambda) = (n^2-1)^2$ den Tatsachen entsprochen hätte.

Im großen und ganzen tritt zwar in Kurve II die λ^{-4}-Gesetzmäßigkeit hervor, doch kann von einer genaueren Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment kaum die Rede sein. Bevor wir darauf näher eingehen, seien die photographischen Messungen kurz besprochen.

Photographische Messungen der Streuhelligkeit: Es wurde versucht durch photographische Messungen der Streuhelligkeit von den Hg-Linien 405—7 und 365 mμ, für welche die Optik der Apparatur noch gut durchlässig war, das Spektralgebiet etwas zu erweitern. Man hat das beobachtende Auge bei A.P. (Fig. 1) einfach durch das Objektiv einer Kamera zu ersetzen, und das zweiteilige Gesichtsfeld in einer Reihe von Aufnahmen unter verschiedenen Winkeleinstellungen Nicols N_1 zu photographieren. Die Ausphotometrierung dieser Bilder liefert dann die Winkeleinstellung N, bei der die beiden Gesichtsfeldhälften die gleiche Schwärzung (Helligkeit) gehabt hätten. Leider ist infolge eines instrumentellen Mangels, der zu spät entdeckt wurde, um ihn korrigieren zu können, die Unsicherheit (ca. $\pm$15%) dieser Messungen viel größer als die der visuellen Photometrierung, so daß wir uns hier damit begnügen, das Ergebnis mitzuteilen, ohne auf die Einzelheiten näher einzugehen (die benutzten Filter sind bereits in Tab. 1 angeführt, das Plattenphotometer wird in Anhang III besprochen). Als relative Helligkeiten wurden folgende Zahlen gefunden (Tab. 7):

Tabelle 7.

Photographisch gemessene relative Helligkeiten.

λ $m\mu$	435	405—7	365
Helligkeit	1,0	1,7	2,4

In Fig. 16 ist die geradlinige Fortsetzung der Kurve I (Fig. 15) eingezeichnet, zusammen mit den relativen Intensitäten der Tab. 7. Zumindest widersprechen diese zwei neuen Punkte dem übrigen Verlauf der Kurve I nicht.

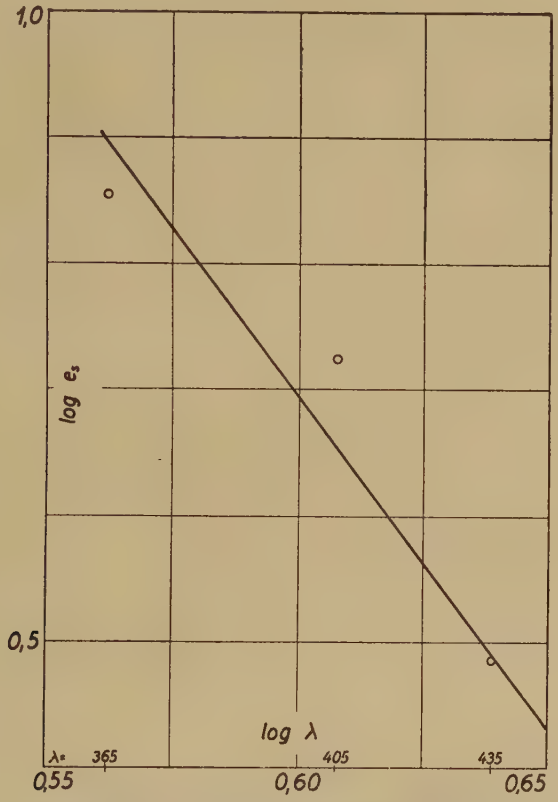


Fig. 16. Photographisch gemessene Helligkeiten (im nahen U. V.). Der gezeichnete Linienzug bildet die Fortsetzung der Kurve I, Fig. 15.

Diskussion der Ergebnisse: Die Abweichungen der beobachteten Kurve I in Fig. 15 von den theoretisch zu erwartenden können wir durch eine Betrachtung der Funktion $f(\lambda)$, wie sie sich aus dem

experimentellen Befund ergibt, am zweckmäßigsten untersuchen. Nach S. 5 ist $f(\lambda)$ als eine Korrektion zum einfachen λ^{-4}-Gesetz zu betrachten, die von der Dispersion des Mediums herrührt. Sie ist proportional dem Produkt aus der wahren relativen Helligkeit e_0 des Streulichts und der vierten Potenz der Wellenlänge, also, $f(\lambda) \sim e_0\lambda^4$ (vgl. Gln. 11b). Trägt man $f(\lambda)$ als Ordinate gegen λ auf, so würde man im Falle einer einfachen λ^{-4}-Streuung eine horizontale Gerade, $f(\lambda)$ = Konstante, bekommen. Abweichungen von solchen idealen Streuverhältnissen kommen in den Abweichungen der Kurve $f(\lambda)$ von dieser Geraden zum Ausdruck.

Kurve I, Fig. 17, ist das $f(\lambda)$, welches sich aus der beobachteten Streukurve I, Fig. 15, unter Hinzuziehung der beiden photographisch gemessenen Punkte ergibt. In Kurve III ist die klassisch abgeleitete Beziehung $f(\lambda) = (n^2-1)^2$ aufgetragen. (Die Kurve für $f(\lambda) = (n^2-1)^2(n^2-1)^2$ fällt so nahe mit dieser zusammen, wie ein Blick auf Tab. 6 zeigt, daß es sich erübrigt, diese auch einzuzeichnen). In beiden Kurven ist willkürlich $f(\lambda)_{\lambda=546} = 1$ gesetzt.

Zwischen I und III ist eine Diskrepanz vorhanden, die, wenn wir uns auf die visuellen Messungen beschränken, bis zu 25% geht. Das liegt weit außerhalb der Meßfelder (d.-f. = $\pm$5%, S. 47). Die beobachtete Kurve I weist nicht nur eine stärkere Wellenlängenabhängigkeit als die theoretische III auf, sondern auch eine kompliziertere, indem sie ein Minimum zwischen 546 und 578 mμ besitzt. Bezogen auf diesen Punkt streut das Benzol, wie aus Fig. 17 hervorgeht, bei jeder anderen Wellenlänge m e h r als theoretisch zu erwarten ist.

Für Benzol ist also die Annahme $f(\lambda) = (n^2-1)^2$ (bzw. $= (n^2-1)^2(n^2+2)^2$) nicht mehr diskutabel. Der Grund hierfür dürfte in der Nichterfüllung der theoretischen Annahmen, die bei der Ableitung dieses Ausdrucks für $f(\lambda)$ gemacht worden sind, zu suchen sein. Man wird nämlich erwarten, daß $f(\lambda) = (n^2-1)^2$ erst dann angewandt werden darf, wenn man sehr weit von den Eigenfrequenzen entfernt ist (nach längeren Wellen zu), so daß n praktisch konstant ist. Dann hätte $(n^2-1)^2$ keine Bedeutung für die Wellenlängenabhängigkeit der Streuhelligkeit, wohl aber für ihren absoluten Wert.[49]

---

49. Visuelle Messungen des absoluten Streubetrags sind schwerlich mit Gln. 1, bei $f(\lambda) = (n^2-1)^2$, vereinbar. Siehe Cabannes, S. 245.

Für das untersuchte Spektralgebiet ist eine solche Annahme, daß man „genügend" weit von den Eigenfrequenzen ist, keineswegs erfüllt. Im Ultraviolett fängt das starke Absorptionsgebiet des Benzols schon bei ca 2100 A an, nach einigen Anläufen zwischen 2600 A und 2300 A.[50] Im Ultrarot sind starke Banden bereits bei ca. 3,3 μ.[51] Allgemein kann man hierzu sagen,[52] daß eine Eigenfrequenz, die größer als die eingestrahlte ist, einen stärkeren Zuwachs der Streuhelligkeit als eine einfache Proportionalität mit λ^{-4} bedingt, wenn man sich dieser Frequenz nähert. Anderseits hat eine Eigenfrequenz, die kleiner ist als die eingestrahlte, einen flacheren Verlauf der Streukurve zur Folge, als durch λ^{-4} allein gegeben wäre. Qualitativ deutet Kurve I, Fig. 15, daraufhin, daß beide Effekte zum Vorschein gekommen sind, d. h. daß die Streuung im untersuchten Gebiet dem starken Einfluß zweier zu beiden Seiten liegenden Absorptionsstellen unterworfen ist. Denn von 546 mμ bis ins Blaue verläuft sie steiler als die λ^{-4}-Kurve (die 45° Gerade), von 546 bis 644 mμ hingegen flacher.

In jüngerer Zeit hat Placzek[53] einen Ausdruck für $f(\lambda)$ angegeben, der für die nächste Nähe einer Absorptionsstelle gilt, vorausgesetzt, daß diese die einzige ist, welche die Streuung beeinflußt. Danach ist $f(\lambda) \sim (\omega_0-\omega)^{-2}$ (ω_0, Absorptionsfrequenz; ω, eingestrahlte Frequenz). Obwohl die Voraussetzungen zur Anwendung dieser Beziehung im vorliegenden Fall nur in sehr grober Weise erfüllt sind, interessiert es zu wissen, ob wenigstens der kurzwellige Ast von Kurve I, Fig. 17, sich in erster Näherung mit dem Ansatz von Placzek deuten läßt. Probeweise wollen wir als Eigenfrequenz in die obige Formel einen Wert einsetzen, der bei der Darstellung des Dispersionsverlaufs des Brechungsindex von Benzol ermittelt worden ist. Nach Lowry und Allsopp[54] läßt sich nämlich der Brechungsindex von C_6H_6 zwischen 2500 A und 15000 A mittels einer Dispersionsformel, in welcher die Haupt-

---

50. V. Henri, Journ. de Physique, VI (Tome III) S. 181, 1922.
51. siehe z. B., R. Bowling Barnes, Phys. Rev. 35, S. 1524, 1930.
52. P. Pringsheim, Handwörterbuch d. Naturwissenschaften, S. 405 (Fischer, Jena, 1932).
53. G. Placzek, Hdbch. der Radiologie, Bd. VI/2, S. 227 (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1934).
54. T. M. Lowry und C. B. Allsopp, a. a. O.

eigenfrequenz bei etwa 1800 A ist, sehr exakt wiedergeben. Unter Heranziehung dieser Eigenfrequenz liefert die Placzeksche Formel Kurve II, Fig. 17. Diese hat für $\lambda < 546$ mμ durchaus einen ähnlichen Verlauf wie die beobachtete Kurve I. Das ist um so bemerkenswerter, wenn man bedenkt, daß in der empirischen Dispersionsformel der Wahl von 1800 A als Eigenfrequenz eine ziemliche Willkür anhaftet, denn die Messungen des Brechungsindex erstrecken sich nur bis etwa 2700 A. Daß man trotzdem in beiden Fällen auf die angenähert gleiche Zahl, $\lambda_0 = 1800$ A, geführt ist, verstärkt nur den Eindruck, daß die Streuung tatsächlich unter dem Einfluß einer in diesem Gebiet des Ultravioletten liegenden Absorptionsstelle steht.

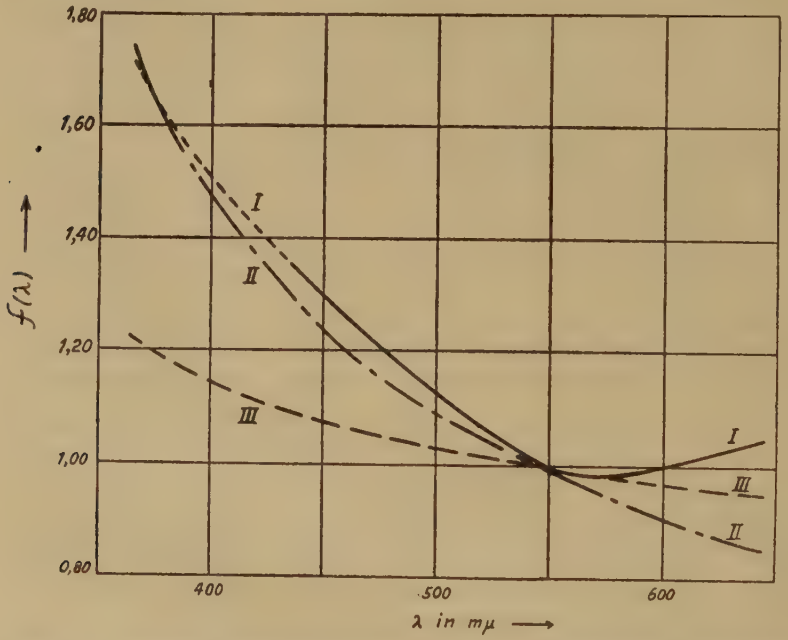


Fig. 17. Vergleich des beobachteten Verlaufs der Dispersions-Korrektion f(λ) (Kurve I; punktiert gezeichneter Teil ist photographisch gemessen) mit zwei theoretischen Ansätzen (Kurve II, nach Placzek, f (λ) $\backsim$ $\omega_0-\omega)^{-2}$, ω_0 entspricht $\lambda_0 = 1800$ A; Kurve III klassisch, $f(y) = (n^2-1)^2$).

Für $\lambda > 546$ mμ gehen die Kurven I und II schnell auseinander, wie vorauszusehen war. Die Einführung weiterer Eigenfrequenzen (etwa im Ultrarot) bei dem Versuche, die berechnete f(λ) der

ganzen beobachteten Kurve I anzupassen, stößt aber sofort auf große Schwierigkeiten, da kein genügendes Material über die Dispersion von Benzol vorliegt, um aus diesem Versuch viel mehr als eine bloße Zahlenmanipulation zu machen.

Zweiter Teil.

Depolarisationsmessungen.

Einleitung: Die Bestimmung des Depolarisationsgrads Δ des Rayleigh-Streulichtes ist immer eine wichtige Aufgabe auf dem Gebiet der molekularen Lichtzerstreuung gewesen. Aber gerade hier pflegen die von verschiedenen Seiten mitgeteilten Resultate nicht selten erheblich voneinander abzuweichen.[1] Dies ist nun oft auf unsaubere Flüssigkeiten, bzw. auf unsaubere Versuchsbedingungen zurückgeführt worden, so daß der ermittelte Wert von Δ auch zu einer Art Kennzahl dieser beiden Versuchsumstände geworden ist. Durch zwei leicht vorkommende Mißstände wird nämlich der Depolarisationsgrad erhöht: erstens durch Fluorescenz, die hauptsächlich unpolarisiert ist; zweitens durch falsches Streulicht, was auch im allgemeinen unpolarisiert sein wird (etwa von einem mangelhaften Hintergrund für das streuende Volumenelement). Dagegen wirkt suspendiertes Fremdmaterial entweder zur Erhöhung oder zur Erniedrigung von Δ, je nach dem Durchmesser der Partikelchen. Eine Störung von dieser Seite wird aber vollkommen durch das Martinsche Destillationsverfahren eliminiert. Im Einklang mit diesen Bemerkungen findet man oft in einer Zusammenstellung der verschiedenen gemessenen Werte von Δ (an ein und derselben Substanz!), daß mehr oder weniger vorläufige Werte höher liegen als die, welche mit allergrößter Sorgfalt gemessen worden sind. Eine Bestimmung vom Δ der hier benutzten Benzol-Probe war zum Vergleich mit den vorliegenden Werten aus diesen Gründen sehr wichtig.

Dabei sollen diese Bestimmungen im monochromatischen Licht mit Hilfe derselben Filter, die bei den Intensitätsmessungen benutzt waren, gemacht werden, denn es wird im Benzol-Streuspektrum, wie schon erwähnt, ein nicht ganz zu beseitigender, unpolarisierter,

1. Cabannes, S. 181.

kontinuierlicher Hintergrund[2] (Fluorescenz) beobachtet, der sich von den kürzeren Wellenlängen bis etwa 500 mμ erstreckt. Wenn die durch die Farbfilter hindurchgelassene integrale Intensität dieses Hintergrundes gegenüber der eigentlichen Rayleighschen Intensität eine nicht zu vernachlässigende Größe sein sollte, so würde dieser Umstand eine Dispersion des Depolarisationsgrades vortäuschen, die in Wirklichkeit nach Theorie und Experiment innerhalb der Meßfehler liegt.[3] Ferner sind der Einheitlichkeit des Beobachtungsprogrammes wegen hier visuelle Messungen erwünscht.

Die zur Verfügung stehenden (monochromatischen) Helligkeiten reichten nicht aus, um visuelle Messungen mit der bekannten Cornu-Methode[4] durchzuführen. Es wurde also eine aufs engste mit der Konstruktion des Streulicht-Photometers (Ph, Fig. 1) verbundene Methode, genannt „Zusatz-Methode", ausgearbeitet, die genügend lichtstark ist, um die Messungen des Depolarisationsgrads visuell im monochromatischen Licht möglich zu machen, und zwar Hand in Hand mit den im ersten Abschnitt beschriebenen Intensitätsmessungen. Während diese Polarisations-Methode, die den vorliegenden experimentelle Verhältnissen angepaßt wurde, nur in speziellen Fällen Anwendung finden dürfte, wurden für ihre Durchführung drei Hilfsmethoden entwickelt, die an sich von etwas allgemeinerem Interesse sind und daher eine Beschreibung zu rechtfertigen scheinen.

Prinzip der „Zusatz-Methode" zur Messung von Δ: Im Prinzip wird über das Streulicht vom Depolarisationsgrad Δ ein zusätzliches linear polarisiertes Licht von geeigneter Polarisationsebene und solcher Intensität superponiert, daß zwei zueinander senkrechte beliebige Polarisationsrichtungen nun gleiche Intensität in diesem zusammengesetzten Licht haben, d. h. einem Analysator, hier einer Savartschen Platte, wird das zusammengesetzte Licht als „natür-

---

2. R. Bär, a. a. O.

3. Cabannes, S. 248. J. Cabannes u. J. Granier, C. R. 182, S. 885, 1926. Krishnan & Sarcar, Ind. Journ. Physics, VI, 193, 1931.

4. Erzeugung zweier senkrecht zueinander polarisierter Bilder mit einem doppeltbrechenden Prisma — Ausgleichung der Helligkeiten dieser mit einem Nicol, oder, wie manchmal vorteilhaft ist, mit einem Glasplattensatz.

liches" erscheinen.[5] Aus dem Verhältnis dieser zusätzlichen Intensität des Streulichts kann man den Depolarisations- (bzw. Polarisations-) Grad des Streulichts angeben. Somit hat man experimentell folgende Hauptaufgaben zur Durchführung der Methode:

1. Das Superponieren des Zusatzlichts
   a) Bestimmung seiner Schwingungsrichtung
   b) Bestimmung seiner Helligkeit.

Aus der für 1. benutzten Methodik ergibt sich des weiteren die Aufgabe:

2. Bestimmung der Polarisationswirkung einer im Streulichtstrahlengang schräggestellten Glasplatte.

Im Interesse einer einheitlichen Diskussion der Zusatz-Methode werden wir 1 a, wofür eine besondere Methode entwickelt wurde, erst in einem Anhang besprechen, wo auch andere bei der Durchführung der Zusatz-Methode auftretende Fragen, deren Beantwortungen jedoch zum Verständnis der Methode nicht sofort notwendig sind, berührt werden.

Das Superponieren des Zusatzlichts: Greifen wir zurück auf die Beschreibung der Blendenwirkung des Photometer-Kuppeleinsatzes (S. 15, Fig. 4). Zwischen den „rechts"- und „links"-Stellungen, die bei den Intensitätsmessungen benutzt waren, ist eine „mittel"-Stellung, bei der das ganze Gesichtsfeld vom superponierten Streu- und Vergleichs-Licht ausgefüllt ist, was gerade die gesuchte experimentelle Bedingung ist. Das Vergleichslicht, jetzt das „Zusatzlicht", ist linear polarisiert. Der elektrische Vektor schwingt parallel der Richtung der schwächsten Intensität (σ-Richtung) des Streulichtes, m. a. W. horizontal. (Für die Ausführung dieser Justierung siehe Anhang S. 88.) Damit hat man es in der Hand, allein die σ-Komponente des zusammengesetzten Lichts zu verstärken. Erblickt man das Gesichtsfeld bei dieser „mittel"-Stellung durch einen in das Photometer bei A.P. (Fig. 1) eingeschobenen Savartplatten-Analysator, so sieht man im allgemeinen dessen Streifen (horizontal oder vertikal einzustellen). Ändert man die Helligkeit des Zusatzlichts mittels N_1 (Fig. 1), so ändert

5. Man vergleiche die Ähnlichkeit im Prinzip mit dem Wildschen Polaristrobometer.

sich die Deutlichkeit der Streifen, die bei einer vollen Umdrehung des Nicols[6] viermal verschwinden. An diesen Stellen ist das zusammengesetzte Licht, Streu- plus Vergleichslicht, pseudo-natürlich. Hätte man, z. B., bei diesen Einstellungen ein einfaches Nicol als Analysator verwendet, so würde man bei dessen Drehung keine Helligkeitsschwankungen wahrnehmen.

Zur Veranschaulichung dieser Verhältnisse denken wir uns ein rechtwinkliges Achsenkreuz x—y—z (Fig. 18) mit Ursprung im

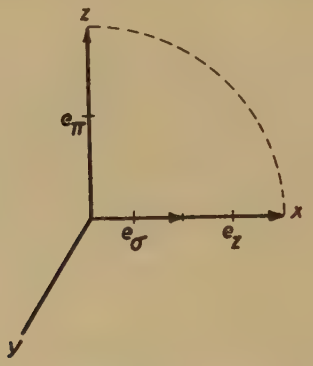


Fig. 18. Bezugssystem für die Schwingungsrichtungen des Streulichts ($e\pi$ bzw. $e\sigma$) und des Zusatzlichtes (e_z).
x-Achse, Bestrahlungsrichtung; y-Achse, Beobachtungsrichtung.

streuenden Volumenelement so orientiert, daß die x-Achse die Bestrahlungsrichtung ist und die y-Achse die Beobachtungsrichtung. Die π-Komponente der Streulichthelligkeit wird dann durch einen Vektor $e\pi$ auf der Z-Achse gegeben, die σ-Komponente durch e_σ auf der x-Achse. (Das sind die Helligkeiten des Streulichts, gesehen durch ein Nicol mit seinem Hauptschnitt parallel der betreffenden Richtung.) Die Schwingungsrichtung des Zusatzlichts e_z liegt ebenfalls in der x-Achse. Der Definition nach ist der Depolarisations- bzw. Polarisations-Grad, Δ' bzw. p',

$$12) \qquad \Delta' = \frac{e_\sigma}{e_\pi} \quad , \quad p' = \frac{e_\pi - e_\sigma}{e_\pi + e_\sigma}$$

6. Dem allgemeinen Gebrauch entsprechend, nennen wir ein Polarisationsprisma ein „Nicol", obwohl es sich in der ganzen Arbeit immer um Glan-Thompson-Prismen handelt.

Direkte „Intensitäts"-Messungen des Streulichts, wie sie im ersten Abschnitt der Arbeit gemacht worden sind, geben die Summe der Helligkeiten e_π und e_σ. Es ist nämlich,

13) $$e_\pi + e_\sigma \equiv e_s = \sin^2 N$$

bis auf eine hier unwesentliche instrumentelle Konstante (vgl. Gln. 10 a). Nun superponiert man bei der Zusatz-Methode der Helligkeit e_σ eine zusätzliche Helligkeit e_z, bis

14) $$e_\sigma + e_z = e_\pi$$

ist; d. h. gerade so viel, daß der Depolarisationsgrad eins wird (siehe Fig. 18), woraufhin die Savartschen Streifen verschwinden. Die Winkeleinstellung von N_1 (Fig. 1) sei hier S; also,

15) $$e_\pi - e_\sigma = e_z = \sin^2 S$$

Aus diesen Beziehungen ergibt sich dann der Depolarisationsgrad

16) $$\Delta' = \frac{1 - \frac{\sin^2 S}{\sin^2 N}}{1 + \frac{\sin^2 S}{\sin^2 N}}$$

wo, wie ersichtlich, $p' = \frac{\sin^2 S}{\sin^2 N}$

Die Polarisationswirkung der Photometer-Glasplatte P_1 (Fig. 1) auf das Streulicht muß noch berücksichtigt werden. Offenbar ist Δ' der Depolarisationsgrad des Streulichts n a c h dem Durchgang durch die Glasplatte. Aus diesem scheinbaren Δ' muß der wahre Depolarisationsgrad Δ gefunden werden. Da die e_π-Komponente des Streulichtes senkrecht auf der Einfallsebene der Platte steht, so wird sie beim Durchgang stärker als die e_σ-Komponente geschwächt. D. h., der gemessene Depolarisationsgrad Δ' ist größer als der wahre Δ. Sind e'_π und e'_σ die wahren Helligkeitskomponenten des Streulichts, δ_π bzw. δ_σ die Durchlässigkeiten der Glasplatte parallel e'_π bzw. e'_σ, so sind die den Messungen zugänglichen Helligkeiten e_π und e_σ gegeben durch:

$$e_\pi = \delta_\pi \; e'_\pi$$
$$e_\sigma = \delta_\sigma \; e'_\sigma$$

Der wahre Depolarisationsgrad ist also,

17) $$\Delta = \frac{\delta_\pi}{\delta_\sigma} \Delta' = \delta \Delta'$$

wobei δ, das Verhältnis der beiden Durchlässigkeiten, kleiner als eins ist.

Der Vorteil der Zusatz-Methode liegt darin, daß das Gesichtsfeld bei der eigentlichen Einstellung (Verschwinden der Streifen) heller als die Streuhelligkeit selbst ist, im Gegensatz zu anderen Methoden, in denen die Helligkeit der Lichtquelle herabgesetzt wird. Aus dem Obigen kann man sofort ableiten, daß die Helligkeit des Gesichtsfeldes beim Verschwinden der Streifen $(1 + p')e_s$[7] beträgt. In unserem Falle war p' ca. 0,3. Also hat man tatsächlich einen Gewinn an Helligkeit von rund 30%. Es darf aber nicht vergessen werden, daß dieser Gewinn nur auf Kosten einer etwas komplizierteren Meßmethode, verglichen etwa mit der Cornuschen, erhalten ist.

Savartsche Platte als Analysator: Unter den verschiedenen zur Verfügung stehenden Savartschen Platten erwies sich eine Platte aus Quarz mit einem Winkelabstand der Streifen von etwa 2° als geeignet. (Dicke jeder Komponente ca. 2 mm.[8]) Zu eng dürfen die Streifen nicht sein, denn das Auflösungsvermögen des Auges bei den benutzten schwachen Helligkeiten ist nicht mehr groß (eine Tatsache, deren Berücksichtigung in der Wahl der Platte wichtig ist).

Anstatt eines Nicols wird nach Lyot[9] in Verbindung mit der Savartschen Platte als deren Analysator ein doppeltbrechendes Wollaston-Prisma[10] von der Divergenz gleich der Hälfte des Winkelabstands der Streifen (der infolge der Dispersion etwa im Grün gemessen werden soll) benutzt, wodurch eine Verdoppelung der Helligkeit erzielt wird.

Savartsche Platte und Wollaston, beide mit 10 mm Öffnung, waren gemeinsam in einer kleinen Metallfassung untergebracht, die, um die Stelle der deutlichsten Streifen einzustellen, eine Drehung

---

7. Ein Faktor ½ kommt nicht vor, wegen des mit der Savart-Platte benutzten doppeltbrechenden Prismas.

8. J. Müller, Pogg. Ann., 35, S. 261, 1835, gibt die Formeln für die Platte.

9. B. Lyot, Ann. de l'Observ. Paris (Meudon) Fasc. I, Tome VIII, 1929.

10. Man achte darauf, daß die optischen Achsen senkrecht und parallel der brechenden Kanten laufen, und nicht unter 45°, wie es bei einer Konstruktion der Fall ist.

des Wollastons in ihrer Ebene gestattete. Nach dieser Justierung[11] wird die Fassung in eine Art „Okular"-Hülse H (Fig. 19) eingesteckt, die ihrerseits in das „Okular"-Ende des Streulicht-Photometers (Ph, Fig. 1) hineinpaßt, anstatt der bei den visuellen Messungen hier befindlichen Augenblende (A.P.). Der gefaßte S-Platten-Analysator hatte die gleiche freie Öffnung wie diese Augenblende (8 mm).

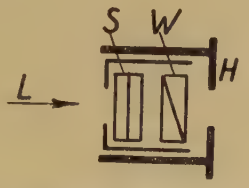


Fig. 19. Fassung (H), schematisch, der Savartschen Platte (S) mit Wollaston (W). L, Richtung des einfallenden Lichtes.

Der S.-Platten-Analysator kommt also direkt vor das Auge, das die im unendlichen liegenden Streifen auf das Gesichtsfeld projiziert sieht (2—3 Streifen). Die Streifen werden durch Drehen der Hülse vertikal oder horizontal gestellt (parallel e_π bzw. e_σ) — diese Einstellung ist nicht kritisch (vgl. Anhang S. 88).

Das Auffinden der Stelle des Verschwindens der Streifen, d. h., das Beurteilen, ob Streifen im Gesichtsfeld vorhanden sind oder nicht, wird manchmal erleichtert, wenn diese langsam beweglich sind.[12] Nun läßt sich zu diesem Zweck das „Okular"-Ende des Photometers, welches die S.-Platte trägt, um eine vertikale Achse ab (Fig. 3 a S. 14) mittels eines Hebels H ein wenig zu beiden Seiten schwenken, wie schon oben erwähnt ist (S. 16). Sind die Streifen vertikal, dann wandern sie dabei über das Gesichtsfeld hinweg, da sie sozusagen in einer festen Richtung mit der S.-Platte verbunden sind. Wenn die Helligkeitsverhältnisse schwierig sind, trägt ein langsames Schwenken des Hebels H sehr zur Erleichterung der Aufgabe des Auges bei.

---

11. Die Verbindungslinie zweier durch die S.-Platte-Wollaston-Kombination gesehenen Bilder eines Punktes wird senkrecht zur Streifenrichtung gebracht.

12. v. Traubenberg u. Levy, Phys. ZS. 27, S. 763, 1926, haben sich dieses Prinzips schon bedient.

Berücksichtigung der Polarisationswirkung der Photometer-Glasplatte: Bevor man aus den beiden Winkeln N und S den wahren Depolarisationsgrad Δ des Streulichts nach der Zusatz-Methode ausrechnen kann, muß die Wirkung der Photometer-Glasplatte auf den Polarisationszustand des durchgehenden Streulichtes bekannt sein (vgl. S. 59, Punkt 2). Diese ist formal in der Konstante δ, Gln. 17, ausgedrückt — (das Verhältnis der Durchlässigkeiten der Platte parallel den Schwingungsrichtungen e'_π bzw. e'_σ des Streulichts). Theoretisch soll man δ aus den Fresnelschen Formeln berechnen können, doch hat Lyot[13] gezeigt, daß auch unter Berücksichtigung der mehrfachen Reflexionen gewisse Abweichungen zwischen den berechneten und beobachteten Werten für δ auftreten können, so daß es wünschenswert ist, die Polarisationswirkung der Glasplatte empirisch zu bestimmen. Am direktesten verfährt man folgendermaßen:

Partiell linear polarisiertes Licht bekannter Zusammensetzung wird anstatt des streuenden Benzols zur Beleuchtung des Streulicht-Photometers benutzt. Mit der Zusatz-Methode mißt man dann den scheinbaren Polarisationsgrad des beim Durchgang durch die Glasplatte in seiner Zusammensetzung etwas veränderten Lichts. Somit kann man eine Eichkurve konstruieren, die den wahren Depolarisationsgrad Δ aus dem gemessenen, scheinbaren Polarisationsgrad p' angibt. Die Konstante δ braucht explicit nicht vorzukommen.

Die Herstellung von Licht bekannten Depolarisationsgrads geschah nach einer für unsere Zwecke etwas abgeänderten, von Curnu angegebenen Methode. Dieser hat sich partiell linear polarisiertes Licht verschafft, indem er das Licht von einem Polarisator durch eine einige Millimeter dicke, parallel der Achse geschnittene Quarzplatte hindurch schickte.[14] Die Strahlung wird im Quarz in zwei Komponenten zerlegt, parallel und senkrecht der optischen Achse. Ist α der Winkel zwischen Polarisator-Schwingungsrichtung und dem Hauptschnitt der Platte, so sind die Intensitätskomponenten proportional $\cos^2\alpha$ und $\sin^2\alpha$. Um zu verhindern, daß irgendwelche von der Platte erzeugten Interferenzstreifen störend

13. B. Lyot, loc. cit. S. 21.

14. B. Lyot, loc. cit. S. 21. — E. Desains, Ann. de Chim. et Phys., 31, S. 286, 1851.

wirken, müßte weißes Licht benutzt werden. Die vielen monochromatischen Streifensysteme verwischen sich dann vollständig bei genügender Dicke der Platte.

Vorliegende Arbeit verlangt aber die Verwendung von monochromatischem Licht. Brauchbar wird diese Cornu-Methode hier, wenn man die Quarzplatte durch ein doppeltbrechendes Prisma (etwa ein Wollaston) ersetzt. Das einfallende linear polarisierte Licht wird im Wollaston in zwei Komponenten parallel der optischen Achsen im Prisma zerlegt, genau wie bei der Quarzplatte. Aber es können keine sichtbaren Streifen auftreten, und zwar wegen des stark von Stelle zu Stelle des Prismas veränderlichen Gangunterschiedes,[15] welches zur Folge hat, daß die beiden von einem endlichen Flächenelement des Prismas kommenden Intensitätskomponenten als inkohärent betrachtet werden können.

Sind W_1 und W_2 die ausgezeichneten Polarisationsrichtungen des Wollastons (Fig. 20), P die Schwingungsrichtung des ein-

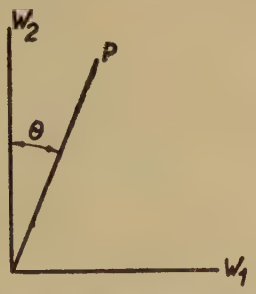


Fig. 20. Der Winkel Θ bei der Herstellung depolarisierten Lichtes mit einem Wollaston (Schwingungsrichtungen W_1 W_2) und Nicol (Schwingungsrichtung P).

fallenden Lichts, dann hat das austretende Licht den Depolarisationsgrad

18) $$\Delta = \tan^2\Theta$$

Die Richtung der größten bzw. kleinsten Intensität ist parallel W_2 oder W_1.

---

15. Ein Wollaston kann auch als Babinett-Kompensator mit sehr steilem Keilwinkel aufgefaßt werden. — Wäre es (Wollaston) so außerordentlich präzis bearbeitet, daß Streifen auftreten könnten, dann würden diese so fein sein, daß sie schwerlich überhaupt wahrnehmbar wären.

Ein Hilfsaufbau, der in Fig. 21 schematisch dargestellt ist, ermöglichte die Durchführung dieser Methode. Der vom Objektiv O der Streuapparatur (Fig. 1) kommende Beleuchtungskegel wird mit den rechtwinkligen Prismen P in die kleine Ulbrichtsche Kugel

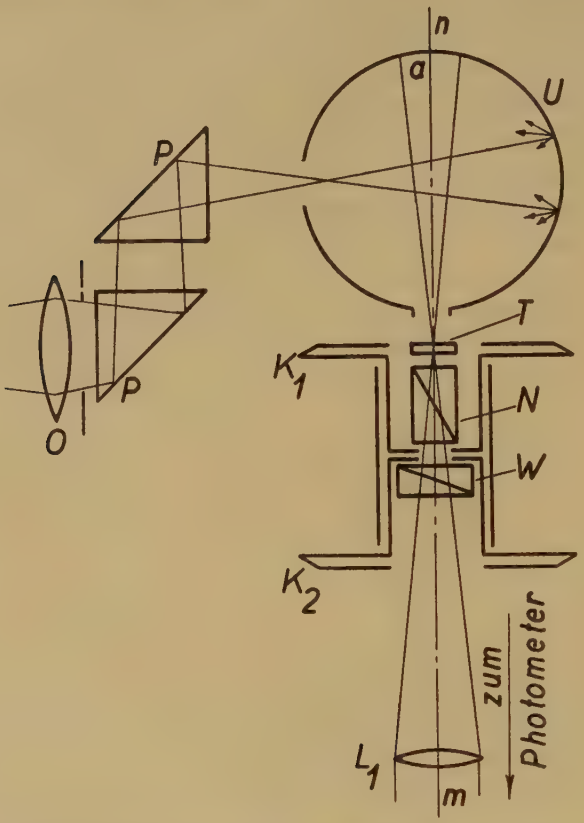


Fig. 21. Schematischer Aufbau zur Herstellung depolarisierten Lichtes mittels eines Wollastons (W) und eines Nicols (N).

U (eine innen mit MgO weiß gemachte Lampenglocke, Durchmesser 10 cm) geworfen, deren Wandstelle a die unpolarisierte Lichtquelle für den weiteren Verlauf des Strahlengangs bildet. In der Richtung der optischen Achse mn des Streulicht-Photometers Ph (Fig. 1) passiert das Licht von a die Turmalinplatte T, das mit ihr fest verbundene Glan-Thompson-Prisma N (Öffnung 10 mm) und das Wollaston W (aus Quarz, Divergenz ca. 0,°5), um dann in das

Streulicht-Photometer zu gelangen, dessen Eintrittslinse L_1 ist. N und W sind, wie angedeutet, in einem doppelten Teilkreis[16] K_1 K_2 Montiert, so daß beide unabhängig voneinander beliebig orientiert werden können (1 ° Teilung, Nonien für 0,°1). Die Turmalin-Platte dient als Vorzerleger, um Streulicht in N zu vermeiden.[17] Ihr Hauptschnitt ist parallel dem von N. T liegt an der Stelle, an der sonst das effektive Streuvolumenelement des Benzols ist, wird also durch das Photometer auf das Auge abgebildet.[18]

Folgende Justierungen müssen vorgenommen werden:

1. Das Wollaston muß so orientiert werden, daß seine eine Schwingungsrichtung senkrecht auf der des Nebenstrahlengangs (Zusatzlichts) steht, maW. parallel der π-Richtung des Benzolstreulichtes. Dies macht man mit einer Savartplatten-Halbschatten-Anordnung, wie im Anhang (S. 88) beschrieben wird. Dabei ist die Schwingungsrichtung des schon fertig justierten (S. 59) Nebenstrahlenganges fest zu halten.
2. Es muß die ungefähre Einstellung auf Teilkreis K_1 gefunden werden, wo die Schwingungsrichtung des Polarisators N parallel einer Schwingungsrichtung des Wollastons ist, d. h., $\Theta = O^o$ Gln. 18. Sehr genau braucht dies allerdings nicht ausgeführt zu werden, denn es werden nachher immer Messungen bei $\pm\Theta$ gemacht und der Mittelwert genommen, so daß eine kleine Unbestimmtheit in der Kenntnis dieser Nullpunkt-Einstellung ohne Bedeutung ist.

Der Strahlengang des Hilfsaufbaus wurde nun auf unerwünschtes Streulicht hin untersucht (Näheres siehe Anhang, S. 94). Dies betrug weniger als 0,2% der gesamten Helligkeit und ist also bei der Angabe des wahren Depolarisationsgrads mittels Gln. 18 zu vernachlässigen.

---

16. Für dies sehr nützliche Instrument bin ich Herrn Dr. Leiß, der Firma Dr. Carl Leiß, Berlin-Steglitz, zu großem Dank verpflichtet.

17. Hält man den Polarisator, T + N, direkt vor eine Opalglas-Lampe, mit einem gekreuzten Analysator vor dem Auge, so hat man völlige Dunkelheit, was ohne T wegen des an den Wänden von N gestreuten Lichts nicht der Fall ist.

18. Um Mißverständnissen vorzubeugen, sei ausdrücklich gesagt, daß beim Beobachten in der A.P. nichts von zwei durch das Wollaston erzeugten Bildern gesehen wird.

Eichkurve: Für die Eichkurve (vgl. S. 64) sind mit dem Aufbau (Fig. 21) folgende Messungen am Streulicht-Photometer bei jeder Einstellung von Θ (Fig. 20) auszuführen:

1. Es muß die Helligkeit des Gesichtsfeldes gemessen werden, unter Benutzung der „rechts"- und „links"-Einstellungen des Photometers, maW. genau die gleichen Helligkeitsmessungen wie im ersten Abschnitt der Arbeit. Der ermittelte Winkel am Teilkreis im Nebenstrahlengang wird N genannt.
2. Es muß die Stelle des Verschwindens der Savartschen Streifen bestimmt werden, indem die Savartsche Platte in das Photometer eingesetzt und der Kuppeleinsatz auf „mittel" gedreht wird. Die Winkeleinstellung am Teilkreis im Nebenstrahlengang wird S genannt.

Dieses sind die beiden für die Zusatz-Methode charakteristischen Messungen, die den scheinbaren Polarisationsgrad p' liefern (vgl. Gln. 16). Zu 1. ist zu bemerken, daß die absolute Helligkeit des vom Wollaston kommenden Lichtes sich nicht mit Θ (d. h. mit dem Depolarisationsgrad) unmittelbar ändert. Es ist die Durchlässigkeit der Glasplatte, die sich mit Δ ändert. Messung 1. muß also bei jedem Θ gemacht werden.

Die Resultate der Eichung sind in Tab. 8 zusammengestellt. Diese zerfallen in zwei Gruppen, deren absolute Werte sich wegen der Größe der benutzten Blende B_2 im Nebenstrahlengang (Fig. 1) unterscheiden. Ferner unterscheiden sie sich etwas im ange-

Tabelle 8.

Zur Berücksichtigung der Polarisationswirkung der Photometer-Glasplatte. Meßergebnisse mit dem Aufbau in Fig. 21.

Θ	$\sin^2 N$	$\sin^2 S$	$p' = \frac{\sin^2 S}{\sin^2 N}$	$\Delta = \tan^2 \Theta$
0°	0,582	0,574	0,985	0,000
15°	0,600	0,488	0,814	0,072
30°	0,610	0,254	0,416	0,334
32,6°	0,638	0,212	0,332	0,409
0°	0,479	0,476	0,995	0,000
10°	0,488	0,439	0,900	0,031
20°	0,492	0,351	0,713	0,132
33°	0,516	0,166	0,321	0,421

nommenen Nullpunkt, $\Theta = O$. Die erste Meßreihe deutet an, daß der hier angenommene nicht ganz richtig war (bei $\Theta = O$ soll $\sin^2 N = \sin^2 S$ sein).

Die Winkel S, von denen die $\sin^2$ angeführt sind, sind Mittelwerte aus 4 einzelnen Bestimmungen, und zwar bei $\pm\Theta$ in der einen Stellung des Wollastons und bei $\pi \pm \Theta$ mit dem Wollaston in einer zur ersten um 90° gedrehten Stellung. Hierdurch wird erstens der Einfluß eines Fehlers in dem angenommenen Nullpunkt $\Theta = O$ eliminiert, zweitens auch der Einfluß einer in den beiden Richtungen verschiedenen Durchlässigkeit des Wollastons. Eine „einzelne" Bestimmung ist der Mittelwert aus 12 Einstellungen des Verschwindens der vertikal gestellten Streifen und 12 der horizontal gestellten (ein systematischer Unterschied war nicht festzustellen). Die zugehörigen Werte von N sind ähnlich gebildete Mittelwerte.

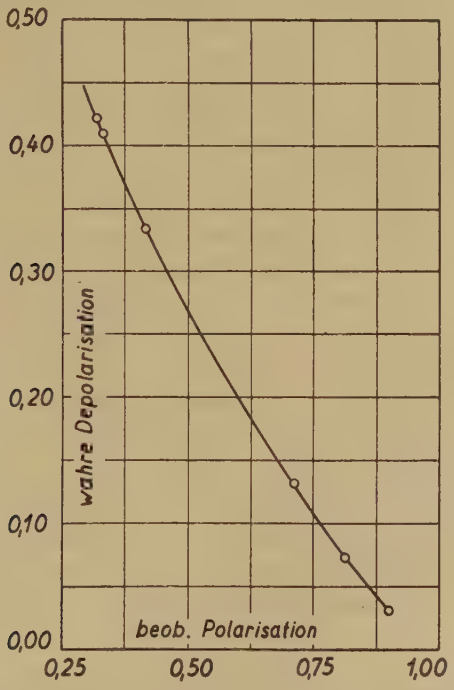


Fig. 22. Eichkurve der Zusatz-Methode. Zusammenhang zwischen der mit der Zusatz-Methode beobachteten Polarisation und der wahren Depolarisation.

Zur Beleuchtung wurde nur die Hg-Linie 578 benutzt. Die Helligkeitsverhältnisse waren ähnlich denen bei der Benzolstreuung selbst.

In der Kurve Fig. 22 sind aus Tab. 8 die beobachteten Polarisationsgrade $p' = \frac{\sin^2 S}{\sin^2 N}$ gegen die wahren Depolarisationsgrade $\Delta = \tan^2 \Theta$ aufgetragen. Mit ihr kann der scheinbar gemessene Polarisationsgrad bei Anwendung der Zusatz-Methode auf das Benzolstreulicht direkt in den wahren Depolarisationsgrad umgewandelt werden.[19]

Messungen von Δ am Benzol: Zusammen mit den im Abschnitt I der Arbeit beschriebenen (Helligkeits-) Messungen für die Winkel N wurden für einige Farben auch die Winkel S nach der Zusatz-Methode bestimmt. Auf eine Helligkeits-Messung folgte dann in diesen Fällen unmittelbar eine Polarisations-Messung, ohne irgendetwas an der Apparatur zu ändern, außer den beiden Handgriffen, das Ersetzen der Augenblende O Fig. 3 a durch den Savartschen Platte-Analysator, bzw. das Einstellen des Photometers auf „mittel". Als Winkel S wird der Mittelwert aus 12 einzelnen Einstellungen auf das Verschwinden der Streifen in der vertikalen Lage plus 12 in der horizontalen bezeichnet (außer beim „Schwenkverfahren" (vgl. S. 63), wo 24 Einstellungen mit den hier notwendigerweise vertikalen Streifen gemacht werden). Er ist also aus ebensoviel einzelnen Einstellungen gebildet wie der zugehörige Mittelwert N (vgl. S. 44).

In Tab. 9 sind die Resultate der Messungen am Benzol zusammengestellt, wobei die notwendigen Werte für $\sin^2 N$ aus Tab. 4 u. 5 wiederholt werden.

Zur Tabelle ist zu bemerken: Die beiden Meßreihen I und II sind wie früher getrennt gehalten. Die Helligkeiten ($\sin^2$) sind Mittelwerte aus n-Bestimmungen des Winkels N bzw. S. Der (d. f.) von sin S und von sin N bezieht sich auf die n-Bestimmungen. p'

---

19. Dies setzt voraus, daß die Korrektion für Δ (beim Benzol) wegen der Divergenz des Beleuchtungskegels Null ist, was auch experimentell mit einem Glasplattensatz-Polariskop gefunden worden ist, trotz des großen Öffnungswinkels des Objektivs O (in Luft ca. 26°, im Benzol wegen Planfenster ca. 17°). Vgl. Cabannes S. 99.

ist der scheinbare Polarisationsgrad, mit dem man in die Eichkurve (Fig. 22) einzugehen hat, um den wahren Depolarisationsgrad Δ, der sich in der letzten Kolonne befindet, zu erhalten. Eine Temperatur-Korrektion, um alle Δ auf gleiche Temperatur zu bringen,

Tabelle 9.

Benzol-Depolarisationsgrad Δ, mit Zusatz-Methode gemessen.

λ ($m\mu$)	$\sin^2 N$	$\sin^2 S$	n	T (° C)	$p' = \frac{\sin^2 N}{\sin^2 S}$	Δ
Meßreihe I.						
509	0,497 ± 0,004	0,166 ± 0,001	3	24°,3	0,334	0,407
518	0,493 ± 0,005	0,166 ± 0,004	4	24°,3	0,336	0,406
546	0,345 ± 0,003	0,112 ± 0,001	4	23°,1	0,324	0,417
578	0,267 ± 0,007	0,083 ± 0,003	4	23°,0	0,311	0,430
589	0,281 ± 0,004	0,091 ± 0,001	5	23°,9	0,324	0,417
Meßreihe II.						
435	0,551 ± 0,010	0,182 ± 0,003	6	23°,1	0,330	0,411
509	0,641 ± 0,012	0,212 ± 0,001	8	23°,1	0,331	0,410
509	0,435 ± 0,005	0,144 ± 0,004	8	23°,1	0,331	0,410
518	0,470 ± 0,012	0,154 ± 0,005	7	21°,7	0,328	0,413
546	0,399 ± 0,002	0,126 ± 0,002	4	21°,7	0,316	0,424
578	0,316 ± 0,005	0,102 ± 0,002	7	21°,9	0,323	0,418
589	0,278 ± 0,004	0,090 ± 0,001	4	21°,7	0,324	0,417
			Mittel	22°,8 C		0,415

wurde ihrer Kleinheit wegen (ca. —0,001/° C, Cabannes und Granier loc. cit.) nicht angebracht. Der (d. f.) von p′ ist etwa $\pm 2\%$, was in diesem Gebiet auch sehr nahe der (d. f.) von Δ ist. Innerhalb dieser Fehlergrenzen ist sicherlich kein Gang von Δ mit der Wellenlänge festzustellen. Insbesondere zeigt der Depolarisationsgrad, und das ist nach der Einleitung (S. 58) wichtig für uns, bei $\lambda = 435$ mμ, wo eine Fluorescenz am stärksten hätte wirken können, keine Anomalie. Die absoluten Werte von Δ stimmen mit dem von Cabannes angegebenen $\Delta = 0{,}41$ T = 23 ° C überein.

Aus dem Fehlen eines nachweisbaren Ganges von Δ und aus seinem absoluten Wert schließen wir in Anlehnung an die Bemerkungen in der Einleitung zu diesen Polarisationsmessungen, daß

erstens die Helligkeit der Fluorescenz, soweit sie mitgemessen wird, innerhalb der Fehlergrenze liegt, und zweitens, daß die gemessenen Intensitäten der Benzolstreuung vom ersten Abschnitt der Arbeit nicht durch einen ungenügend dunklen Hintergrund oder durch sonstige Mißstände verfälscht sind.

Anhang I.

Das Grau-Normal.

In diesem Anhang beschäftigen wir uns mit der sehr wichtigen Frage nach dem Grausein des Grau-Normals (vgl. S. 29). Die Betrachtungen und die daran anschließenden Messungen führen zu den schon mitgeteilten quantitativen Angaben der „Kugel-Korrektion", welche das relative Lichtschwächungsvermögen des Grau-Normals in Abhängigkeit von der Wellenlänge ausdrückt.

Zunächst muß die Theorie der Ulbrichtschen Kugel behandelt werden. Dann werden die sich daraus ergebenden notwendigen photometrischen Messungen beschrieben. Zuletzt ist das Schwächungsvermögen der beiden Vorrichtungen (S. 31), die das Kugel-Licht zusätzlich herabsetzen, zu untersuchen.

Theorie der Kugel: Es handelt sich in erster Linie für uns darum, aus der Theorie der Kugel eine Beobachtungsmöglichkeit zu entwickeln, um die Abweichungen vom vollkommenen Grau, falls solche vorhanden sind, messen zu können, und zwar in relativem Maße.

Es ist üblich, und vom Standpunkt der mathematischen Einfachheit beinahe zwingend, das Lambertsche Diffusionsgesetz bei der Entwicklung der Theorie zugrunde zu legen. In experimenteller Hinsicht ist diese Annahme nicht ganz unbegründet, denn es wird gefunden, daß dieses Gesetz die Beobachtungen an matten, weißen Flächen doch gut darstellt. Es geht aus aller Erfahrung hervor, daß bei der Kugel selbst die Verhältnisse für die Anwendung des Lambertschen Gesetzes besonders günstig liegen, wenn die Absorption des Anstrichs klein ist, was Ulbricht des öfteren betont hat. Jedenfalls zeigen die vorliegenden Untersuchungen keine Abweichungen von praktischer Bedeutung im Verhalten der Kugel

wegen mangelnder Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes.[1] Die zahlreichen, mehrfachen Reflexionen haben die Tendenz, Abweichungen vom Lambertschen Gesetz, die an freiliegenden Flächen unter extremen Winkel-Bedingungen experimentell gefunden werden können, weitgehend auszugleichen. Wir werden also das Lambertsche Gesetz der experimentellen Arbeit zugrunde legen.

Aus der Annahme des Lambertschen Gesetzes folgt, daß jedes Stückchen der Kugelwandung gleichmäßig beleuchtet wird, abgesehen von F (Fig. 8), welches die direkten einfallenden Strahlen empfängt. Es herrscht überall außerhalb F, wenn wir eine gleichmäßige Beschaffenheit der Wandung voraussetzen, die gleiche[2]

Tabelle 10.

Zusammenstellung der benutzten photometrischen Größen.

Bezeichnung	bedeutet:	wäre, z. B., zu messen in:
Φ_0	Gesamt in die Kugel einfallender Lichtstrom	Lumen
e	Spezifische Helligkeit eines Wandstückes	Lumen/Raumwinkel/cm² (scheinbare) der Fläche
E	Beleuchtung eines Wandstückes	Lumen/cm²
R	Lambertsche Albedo[3] der Fläche, d. h., Bruchteil des auffallenden Lichtsroms, der in den Halbraum überhaupt zurückgestrahlt wird	dimensionslos
R(m)	Mittlere Lamb. Albedo der gesamten Kugelwandung, einschließlich der nicht reflektierenden Öffnungen	„

1. Für eigens zu diesem Zweck angestellte Versuche siehe Ulbricht, Das Kugelphotometer, Verlag Oldenbourg, 1920, S. 58.

2. Für die Ableitung dieser Behauptung, siehe Ulbricht, a. a. O., S. 12 oder Müller-Pouillet, a. a. O., S. 1271.

3. Obwohl man meist R als „Reflexionsvermögen" bezeichnet findet, ist „Albedo" der eigentliche, eindeutige photometrische Begriff, um den es sich hier handelt.

Helligkeit e (spezifische Leuchtdichte), die sich als direkt proportional dem gesamten einfallenden Lichtstrom Φ_0 ergibt.

Um zur Klarheit beizutragen, sind in Tab. 10 die unten benutzten photometrischen Größen zusammengestellt.

Das Lambertsche Diffusionsgesetz lautet:[4]

$$19) \qquad d\Phi = \frac{R}{\pi} E \cos \varepsilon \, ds \, d\omega \equiv e \cos \varepsilon \, ds \, d\omega$$

$d\Phi$ ist der Lichtstrom, der in den Raumwinkel $d\omega$, unter dem Emissionswinkel ε vom Flächenstück ds, das der Beleuchtung E ausgesetzt ist, ausgestrahlt wird.

Aus 19) kann folgende wichtige Beziehung abgeleitet werden:

$$20) \qquad \frac{\int d\Phi}{ds} = RE = \pi e$$

wo $\int d\Phi$ die gesamte von ds in den Halbraum zurückgestrahlte Lichtenergie ist. (Das $\int$ ist über den Halbraum zu nehmen.)

Nun zur Kugel zurück: Nach der ersten diffusen Reflexion bei F (Fig. 8) entsteht in der Kugel ein diffuser Lichtstrom $\Phi_0 R$, der allmählich (!) bei jeder der mehrfachen Reflexionen von den Wänden ganz absorbiert wird. Da es keine Anhäufung von Licht in der Kugel gibt, so stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, der ausgedrückt werden kann[5] durch

$$21) \qquad \Phi_0 R = ES\alpha,$$

wo $S = 4\pi r^2$ der Flächeninhalt der Kugelwandung ist und $\alpha = 1 - R^{(m)}$ ihr mittleres Absorptionsvermögen.[6] E ist die gesamte Beleuchtung an irgendeiner Stelle außerhalb des vom direkten Licht getroffenen Flächenstückes F. E stellt die Summe der vielen Teilbeleuchtungen dar, welche durch jede der mehrfachen Reflexionen

---

4. Siehe z. B., Schönberg, Hdbch. d. Astrophys., Bd. II/1, 2. Teil, S. 33 (Verlag Springer, Berlin 1929).

5. Vgl. Ulbricht, a. a. O., S. 15.

6. Die Berücksichtigung der Albedo-Null der Beobachtungslöcher auf diese Weise durch Einführung eines mittleren Absorptionsvermögen, bzw. einer mittleren Albedo, kann durch Reihenentwicklung streng begründet werden. $R^{(m)} = \frac{s-l}{s} R$, wenn l der Flächeninhalt der beiden Löcher ist. Einen Extremfall stellt der Vorschlag in der Fußnotiz 31, S. 35 dar, wo der Flächeninhalt der „Löcher" beinahe gleich der „Kugel"-Fläche ist.

zustande kommen. Gln. 21 besagt einfach, daß das Licht im selben Tempo von den Wänden absorbiert wird, wie es eingestrahlt wird.[7]

Aus 21) unter Anwendung von 20) folgt,

22) $$\frac{e}{\Phi_0} = \frac{R^2}{\pi S\,(1 - R^{(m)})}$$

wo e die an allen Stellen, mit Ausnahme von F, gleiche Helligkeit ist. Diese überall gleichmäßige Helligkeit ist die Folge der gleichmäßigen Beleuchtung, die für eine Kugelfläche unter Annahme des Lambertschen Gesetzes besteht, wie oben schon erwähnt.

Bei Benutzung der Kugel als Grau-Normal wird zunächst die Helligkeit e der Kugelwandung bei a (Fig. 8) beobachtet. Abweichungen der Kugel vom Grau kommen also in einer Änderung von $\frac{e}{\Phi_0}$, das wir den Schwächungskoeffizienten der Kugel genannt haben (S. 34), mit der Wellenlänge zum Ausdruck. Prinzipiell könnte man $\frac{e}{\Phi_0}$ aus Gln. 22 durch eine direkte Bestimmung von R für verschiedene Wellenlängen berechnen. Bei großem R ist aber, wie ersichtlich, der Quotient $\frac{R^2}{1 - R^{(m)}}$ sehr empfindlich gegen kleine Änderungen in R. Wenn z. B. R = 0,85 ist, der benutzten Kugel entsprechend, dann macht eine Änderung von 2% in R beinahe 20% im Wert von $\frac{e}{\Phi_0}$ aus. Eben wegen der sehr zahlreichen mehrfachen Reflexionen, die bei großem R zustande kommen, kann ein sehr kleiner Gang in R für das Endresultat sich beträchtlich summieren.[8] Nun muß man bei der visuellen Photometrie mit einem Meßfehler von 1—2% rechnen; es ist also klar, daß aus einer direkten Messung von R nur ein sehr unsicherer Wert von $\frac{e}{\Phi_0}$ erwartet werden darf.

---

7. Bei Überlegungen betreffs der Beleuchtungsverhältnisse in der Kugel ist es manchmal sehr anschaulich, sich die verschiedenen Reflexionen zeitlich weit getrennt vorzustellen. Man lasse einen einzelnen (gedachten) Lichtblitz in die Kugel hineinfallen und verfolge die Vorgänge unter einer „Zeitlupe", die die Lichtgeschwindigkeit auf etwa den 10^{-10}. Teil herabsetzt.

8. Die Analogie mit der Ultrarot-Rest-Strahlen-Methode wird sofort einleuchten.

Dieser Schwierigkeit kann man durch eine direktere Bestimmung von $\frac{R}{1-R^{(m)}}$ begegnen. Dazu vergleicht man die Helligkeit $e^{(f)}$ des hellen Fleck mit derjenigen e einer nicht direkt beleuchteten Stelle. Die notwendigen formelmäßigen Beziehungen werden aus Gln. 21 gewonnen.

Man hat Gln. 21 unter Berücksichtigung der Tatsache umzuformen, daß die Beleuchtung im hellen Fleck die Summe der direkten Beleuchtung $\frac{\Phi_0}{F}$ und der allgemeinen Beleuchtung E ist. Mit den nötigen Änderungen geht 21 über in:

$$23) \qquad \frac{\Phi_0}{F} + E \equiv E^{(f)} = \frac{SE}{F}\,\frac{1-R^{(m)}}{R} + E$$

oder

$$24) \qquad \frac{E}{E^{(f)}} = \frac{1}{\frac{S}{F}\left(\frac{1-R^{(m)}}{R}\right) + 1}$$

Nach dem Lambertschen Gesetz ist die Helligkeit e proportional der Beleuchtung E. Demzufolge wird 24, nach einer Umformung,

$$25a) \qquad \frac{e}{e^{(f)}} = \frac{\frac{E}{S}\,\frac{R}{1-R^{(m)}}}{1 + \frac{F}{S}\left(\frac{R}{1-R^{(m)}}\right)} \qquad ^{9}$$

welches wir zur Vereinfachung folgendermaßen schreiben wollen,

$$25b) \qquad a = \frac{U}{1+U} \text{ mit } a \equiv \frac{e}{e^{(f)}},\ U \equiv \frac{F}{S}\left(\frac{R}{1-R^{(m)}}\right)$$

a ist die am Photometer tatsächlich zu messende Größe, nämlich das Verhältnis der Helligkeit der nicht direkt beleuchteten Wandung zu der des hellen Flecks. Endlich soll $\frac{e}{\Phi_0}$ von Gln. 22 als Funktion von U bzw. a ausgedrückt werden:

$$26) \qquad \frac{e}{\Phi_0} = \frac{R}{\pi F}\,U = \frac{R}{\pi F}\,\frac{a}{1-a}$$

Gln. 26 bietet die Möglichkeit aus Messungen von R und a

---

9. Die Diskrepanz mit der in Müller-Pouillet (a. a. O., S. 173) angegebenen Formel erklärt sich dadurch, daß dort der Anteil E in der Beleuchtung des hellen Flecks nicht berücksichtigt wird (vgl. Gln. 23).

den Schwächungskoeffizienten $\frac{e}{\Phi_0}$, oder, was uns hier interessiert, seinen Gang mit der Wellenlänge mit Sicherheit zu berechnen, und zwar weil U nun als Funktion von a anstatt R ausgedrückt werden kann. Es wird sich nämlich herausstellen, wie man auch einsieht, daß a eine kleine Größe ist (ca. 0,03), so daß ein kleiner Fehler in der Messung von a den Wert von U prozentual ungefähr gleich beeinflußt, im Gegensatz zum Fall der Berechnung von U aus R, wo die Unsicherheit in U beinahe eine Zehner-Potenz größer ist als ein Meßfehler in R selbst.

Zur Anwendung von Gln. 26 muß, wie erwähnt, außer a auch die Albedo R bekannt sein. Prinzipiell könnte man R aus a berechnen. Aus den obigen Gleichungen folgt, z. B., im Falle verschwindend kleiner Zugangsluken,

$$R = \frac{1}{\frac{F}{S}\left(\frac{1}{a} - 1\right) + 1}$$

wo F/S als bekannt vorausgesetzt wird. Anstatt aber F/S[10] heranzuziehen, wurde vorgezogen, R direkt experimentell zu bestimmen, was nach einer von Karrer[11] angegebenen Methode mit dem Martens Polarisations-Photometer sehr leicht ist.

Direkte Messung der Albedo nach Karrer: In diesem Verfahren wird die Helligkeit eines beliebigen Flächenstücks der Kugelwandung mit derjenigen einer von der direkten Bestrahlung durch den hellen Fleck geschützten Stelle verglichen. An dieser geschützten Stelle lag bei Karrer ein Probestück, dessen Albedo zu bestimmen war. Hier ist das Probestück ein Teil der Wandung selbst.

Man überlegt sich leicht, daß der Unterschied zwischen der Beleuchtung an der beschatteten Stelle und der übrigen Wandung lediglich darin besteht, daß der erste direkte Lichtstrom vom hellen Fleck einmal von den Wänden reflektiert werden muß, ehe er die

---

10. Es wäre nur erlaubt, den Inhalt des auf der Wand projizierten hellen Flecks als F zu nehmen, wenn der Fleck gleichmäßig beleuchtet gewesen wäre, was experimentell nicht ganz erfüllt war. Übrigens war letzterer Umstand unwesentlich für den gemessenen Gang von a.

11. E. Karrer, Bur. Stds. Sci. Papers, Nr. 415, 1921.

beschattete Stelle erreichen kann. Es folgt daraus, daß das Verhältnis der Beleuchtungen, also auch der Helligkeiten, einfach gleich R ist.[12]

Schematisch hat man den Aufbau in Fig. 23 (Äquator-Schnitt). Auf die eine Wand der Kugel projiziert man durch die Öffnung B den hellen Fleck F, von wo aus das Licht nach allen Richtungen gestreut wird. In die Kugel wird die kleine Wand W provisorisch eingebaut, die mit $BaCO_3$ genau wie die Kugelwandung versehen ist. Das Martens-Photometer[13] ist so aufzustellen, daß seine eine Gesichtsfeldhälfte (dem Loch 1 zugehörig) vom Licht der durch W

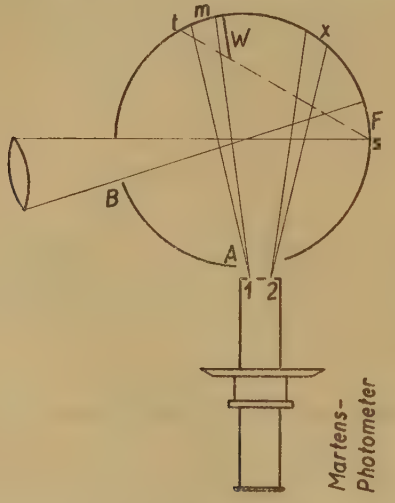


Fig. 23. Schematischer Aufbau zur Bestimmung der Albedo der Kugelwand nach Karrer.

beschatteten Stelle m gespeist wird, die andere Gesichtsfeldhälfte vom Licht der unbeschatteten Stelle x.

Die Wand W muß so groß sein, daß der Querschnitt des Martens-Beleuchtungsbündels 1 bei m vollkommen im Schatten liegt (man betrachte den Grenzstrahl st!).

Um sich davon zu überzeugen, daß diese Bedingung erfüllt ist,

---

12. Für Einzelheiten, siehe Karrer, a. a. O., S. 216.

13. Herrn Dr. C. Leiß der Firma Dr. C. Leiß, Berlin-Steglitz, bin ich zu großem Dank verpflichtet für die Zurverfügungstellung eines neuen Martens-Photometers.

bedient man sich des üblichen optischen Tricks, einen Strahlengang „umzukehren". Mittels einer Bogenlampe schickt man einen starken Lichtbündel umgekehrt (d. h., durch die beim normalen Gebrauch die Austrittspupille bildende Augenblende) durch den Martens hindurch. Die jetzt aus dem Instrument austretenden Strahlen definieren die Wege der Strahlen, die beim Meßgebrauch zur Beleuchtung des Instruments wirksam sind. Der eine aus dem Martens so hinaus projizierte Lichtfleck muß, nach dem Obigen, vollkommen im „Schatten" liegen, der andere dagegen nicht.

Die Messungen wurden mit monochromatischem Licht bei verschiedenen Linien zwischen Hg 435 und Zn 636 ausgeführt. Es war keine Dispersion in R, außerhalb des Meßfehlers von ca. 2%, festzustellen. Ohne die einzelnen Messungen mitzuteilen, wollen wir den Befund einfach niederschreiben:

$$R = 0{,}85.^{14}$$

Nun folgen die für die Untersuchung des Grauseins der Kugel wichtigeren Messungen der Helligkeit einer nicht direkt beleuchteten Stelle der Wandung im Vergleich zu der des hellen Fleckes,

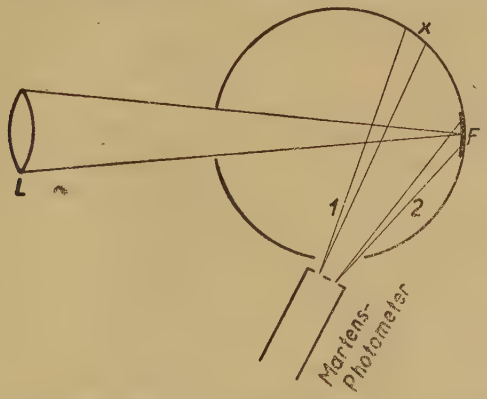


Fig. 24. Schematischer Aufbau zur Bestimmung des Verhältnisses der Helligkeiten bei x und F (d. h., der Größe a).

14. Wegen des hauptsächlich durch das Dachkant-Prisma hervorgerufenen „Dichroismus" täuscht das Martens eine geringe Ungleichheit zweier an sich gleichen Helligkeiten vor. Die Gleichung für das Instrument muß also $e_1/e_2 = C \tan^2\Theta$ geschrieben werden, wo C aus Messungen bei $e_1 = e_2$ zu bestimmen ist. Hier wurde $C = 0{,}97$ gefunden; bei allen angegebenen Resultaten mit dem Martens ist dies schon berücksichtigt.

wofür die Theorie schon vorliegt (Gln. 26). Es darf nämlich aus dem Fehlen einer nachweisbaren Dispersion in R, gemessen nach der obigen Methode, nicht ohne weiteres geschlossen werden, die Kugel sei ideal Grau. Wie schon gesagt wurde, kann eine kleine Änderung in R doch beträchtlich im Schwächungskoeffizienten zum Vorschein kommen.

Bestimmung von a durch Hell-Fleck-Messungen: Fig. 24 zeigt schematisch die hierzu getroffenen Versuchsbedingungen. Die Linse L wirft einen runden hellen Fleck F (Durchmesser 30 mm) an die Wand der Kugel. Durch die zweite Öffnung der Kugel ist

Tabelle 11.

Lampen-Filter-Kombinationen für die Ausmessung der Ulbrichtschen Kugel. (Das Bärsche Dinitrobenzol-Filter war immer eingeschaltet.)

Lampe	λ	λ-Schwerpunkt	Filter	Dicke
Hg	436 mμ	435 mμ	Corning „Blue Purple Ultra“	3 mm
Zn	469 „ 472 „ 481 „	476 „	Schott BG 4 (F 22870)	2 „
Hg	546 „	546 „	Schott OG 1 (F 12632)	2 „
			Schott VG 1 (F 22448)	2 „
			Didym Glas	40 „
Hg	577 „	578 „	Schott OG 2 (F 21707)	2 „
			Schott VG 3 (S 1015)	1 „
Zn	636 „	636 „	Schott RG 1 (F 21205)	2 „

das Martens Polarisations-Photometer so zu justieren (mittels „Umkehrung“ des Strahlenganges, wie oben), daß es einerseits von der Mitte des Fleckes F, anderseits von einer, von F gut getrennten Stelle x beleuchtet wird. Die „Lichtquellen“ werden also unter ca. 45 ° beobachtet.

Folgende Lampen-Filter-Kombinationen (Tab. 11) wurden benutzt, um monochromatisches Licht der angegebenen Wellenlängen, bzw. Wellenlängenschwerpunkten, herzustellen. Es ist dabei zu bemerken, daß wegen der sich herausstellenden nur geringen Dispersion von a ein wenig an spektraler Reinheit im Interesse größerer Helligkeit eingebüßt werden durfte.

Die Meßergebnisse für a mit der Anordnung in Fig. 24 sind in Tab. 12 zusammengestellt. Die angeführten am Martens-Photometer bestimmten Winkel Θ sind Mittelwerte aus mindestens 64 einzelnen Einstellungen.[15]

Tabelle 12.

Ergebnisse der Bestimmung von a mit dem Martens-Polarisations-Photometer.

λ in mμ	636	578	546	476	435
$\Theta \pm$(d.f.)	80°,22±0°,04	80°,49±0°,14	80°,35±0°,05	80°,58±0°,07	81°,16±0°,05
a=C tan Θ	0,0306	0,0288	0,0298	0,0283	0,0249

Man sieht aus den in der letzten Zeile berechneten Werten für a, daß in der Tat hier Abweichungen auftreten, die nach den Überlegungen des vorhergehenden Abschnitts hätten vorkommen können.

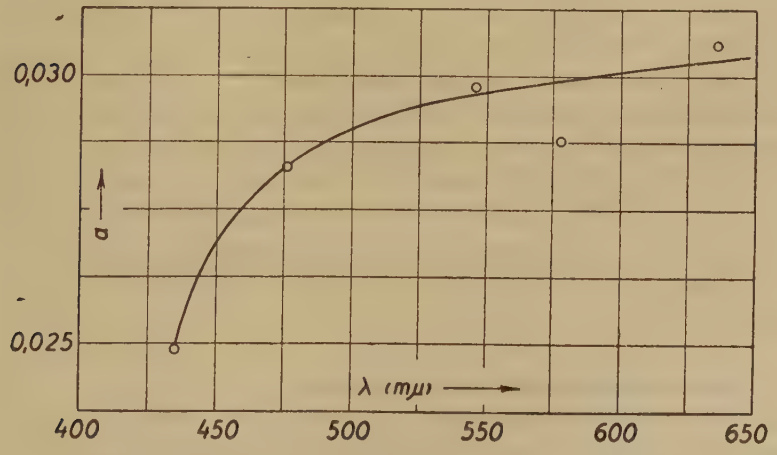


Fig. 25. Der Verlauf der Größe a mit der Wellenlänge.

15. Die Bemerkungen unter 1, S. 18, gelten auch hier für das Martens, obwohl man es hier mit einem viel helleren Gesichtsfeld zu tun hat.

Die extremen Werte von a unterscheiden sich um etwa 20%. Dem Gange nach ist die Albedo für blaues Licht etwas kleiner als die für rotes.

In Fig. 25 sind die erhaltenen a aus Tab. 12 gegen λ aufgetragen. Dabei füllt a_{578} etwas aus dem sonst glatten Verlauf der anderen Punkte. Da aber keine äußeren, experimentellen Gründe für dieses Verhalten entdeckt werden konnten, durfte nicht von diesem Punkt abgesehen werden.

Immerhin war bei a_{578} der (d. f.) dreimal so groß wie bei den anderen Farben, und dieser Umstand wurde beim Ziehen der Kurve berücksichtigt. Die Unsicherheit in a beträgt etwa $\pm 0{,}0003$.

Mit a und R ist man nun in der Lage den relativen Verlauf des Schwächungskoeffizienten $\frac{e}{\Phi_0}$ der Kugel nach Gln. 26 genau zu berechnen. Diese Berechnung schieben wir aber etwas hinaus (S. 84) und wollen jetzt den absoluten Wert des Schwächungskoeffizienten aus Gln. 26 unter Benutzung folgender Zahlen überschlagen: R = 0,85, F = 1,5 cm, a = 0,03.

Es folgt $\frac{e}{\Phi_0} = 1{,}2 \times 10^{-3}$.

Ein Vergleich mit Cabannes, S. 197, zeigt, daß dieser Wert zu groß ist, um die Kugel allein als Grau-Normal zu benutzen, denn das Benzol-Streulicht beträgt nur etwa das 10^{-5}fache des einfallenden Lichtstroms. Die weitere notwendige Schwächung des Lichtes geschah, wie schon beschrieben, mit einem diffus reflektierenden Ansatz der Kugel (Fig. 9), bzw. mit einer Anordnung, die sich der regulären Reflexion an Glasflächen bedient (Fig. 10). Ehe der Verlauf des gesamten Schwächungskoeffizienten des Grau-Normals angegeben werden kann, muß die Wellenlängenabhängigkeit dieser beiden zusätzlichen Schwächungsvorrichtungen betrachtet werden.

Wellenlängenabhängigkeit des Ansatzes: Nach Karrer[16] kann man die energetischen Überlegungen, woraus wir oben (S. 74) die Kugelgleichungen abgeleitet haben, auf jeden beliebigen abgeschlossenen Raum anwenden, dessen Wände dem Lambertschen

16. Karrer, a. a. O., S. 215.

Gesetz gehorchen. Demzufolge würde die Theorie auch für den Schwächungskoeffizienten des Ansatzes ein wellenlängenabhängiges Glied $\frac{R^2}{1-R^{(m)}}$ geben (man vergleiche Gln. 22). Hier ist die Albedo R die für die Kugelwandung schon gemessene R = 0,85. Der Definition nach (Tab. 10, auch S. 74, Fußnote 6), wäre $R^{(m)}$ dagegen nur als etwa die Hälfte von R zu setzen, denn mindestens die Hälfte der in Betracht kommenden Wandung des Ansatzes hat eine Albedo R = O (die schwarze Kammer, sowie Fenster o). Infolgedessen spielt der Nenner $(1-R^{(m)})$ keine so ausschlagende Rolle wie in der Frage des Grauseins der Kugel selbst (vgl. S. 75) Daher wurde bei der Berechnung der λ-Abhängigkeit des Ansatzes von diesem Nenner, d. h. von mehrfachen Reflexionen im Ansatz, abgesehen.

Eine Betrachtung von Fig. 9 lehrt, daß infolge der geometrischen Begrenzung der in den Ansatz hineintretenden Strahlen die Stelle k von einer direkten Beleuchtung durch F zweifach geschützt ist. Die Wand der Kugel bei a mit der Helligkeit e beleuchtet den Ansatz in d, während d seinerseits k beleuchtet. Für die Helligkeit von k sind, von a aus gesehen, zwei weitere Reflexionen maßgebend: erstens von d, zweitens aber von k selbst. Wir schreiben also

$$27) \qquad \frac{e_k}{e} = \text{const } R^2,$$

wo e_k die Helligkeit der Stelle k ist, d. h. die sog. „Normal-Helligkeit", und die Konstante aus den geometrischen Verhältnissen zu berechnen wäre. Hiernach steckt die Wellenlängenabhängigkeit allein im Faktor R^2 und ist deshalb sehr schwach.

Die Vernachlässigung des Faktors $\frac{1}{1-R^{(m)}}$, falls er wirklich wirksam ist, gibt einen Fehler, der gegenüber der 20%igen Abweichung der Kugel selbst vom Grau unwesentlich wäre.

Wellenlängenabhängigkeit der Reflexions-Anordnung: Die Durchlässigkeit δ der Spiegel-Anordnung ist nicht ganz unabhängig von λ, deshalb muß eine kleine Korrektion angebracht werden. Das Glas des Prismas und des Scheibchens war einfaches Kron. Die Dispersion dieser Glassorte ist derart, daß man einen etwa 3%igen

Unterschied im Reflexionsvermögen zwischen blau und rot bei einer einmaligen Reflexion unter 45° erwarten muß. Aus einer Tabelle der Brechungsindices eines mittleren Kron-Glases[17] wurden folgende Durchlässigkeiten der Spiegelanordnung, bezogen auf die der roten Cd-Linie, mit Hilfe der Fresnelschen Formeln berechnet (Tab. 13).

Tabelle 13.

Durchlässigkeiten der Spiegel-Anordnung.

$\lambda m\mu$	435	447	476	486	509	546	589	644
δ	1,06	1,05	1,04	1,04	1,03	1,02	1,01	1,00

Die beobachtbare Normal-Helligkeit $e_{k'}$ der Kugel nach Zwischenschaltung dieser Reflexions-Anordnung ist dann einfach

28) $$e_{k'} = \delta e$$

Kugel-Korrektion: Wir definieren als gesamten Schwächungskoeffizienten des zusammengesetzten Grau-Normals, Kugel plus Ansatz, bzw. Kugel plus Reflexions-Anordnung, den Quotienten $\frac{e_k}{\Phi_0}$ bzw. $\frac{e_{k'}}{\Phi_0}$, wo e_k, $e_{k'}$ die Normal-Helligkeiten (vgl. S. 34) sind, und Φ_0, wie früher, den gesamten in die Kugel einfallenden Lichtstrom bezeichnet. Dieser Koeffizient setzt sich in beiden Fällen aus zwei Faktoren zusammen: erstens $\frac{e}{\Phi_0}$ der Kugel allein (Gln. 26), zweitens $\frac{e_k}{e}$ des Ansatzes (Gln. 27), bzw. $\frac{e_{k'}}{e}$ der Reflexions-Anordnung (Gln. 28). Somit haben wir,

29 a) $$\frac{e_k}{\Phi_0} = \text{const. } R^2 \left[R\frac{a}{1-a}\right] = \text{const. } k\,(\lambda)$$

b) $$\frac{e_{k'}}{\Phi_0} = \text{const. } \delta \left[R\frac{a}{1-a}\right] = \text{const. } k'\,(\lambda)$$

wo

30) $$k\,(\lambda) \equiv R^3 \frac{a}{1-a}$$

$$k'\,(\lambda) \equiv \delta R \frac{a}{1-a}$$

17. Hdbch. Chem. & Physics, S. 935 (Chem. Rubber Pub. Co., Cleveland 1928).

Die „Kugel-Korrektion“ $k(\lambda)$ bzw. $k'(\lambda)$ enthält sämtliche wellenlängenabhängigen Glieder im gesamten Schwächungskoeffizienten des Grau-Normals. Ihr relativer Verlauf gibt die Abweichungen des Grau-Normals vom idealen Grau an. Alle gemessenen Normal-Helligkeiten müssen dementsprechend korrigiert werden (vgl. S. 34).

Die aus Gln. 30 berechneten Werte für die Kugel-Korrektion sind schon in Tab. 2 (S. 34) mitgeteilt worden. Zu deren Berechnung muß noch folgendes gesagt werden: a ist aus Fig. 25 zu entnehmen, δ findet man in Tab. 13. Während die direkten Messungen der Albedo R (S. 79) keinen nachweisbaren Gang mit λ ergeben, zeigten die Messungen von a, daß R doch um ca. 2% in dem benutzten Spektralgebiet variieren könnte. Um dies in Rechnung zu ziehen, wurde dR aus a von Wellenlänge zu Wellenlänge ermittelt. In erster Näherung darf man infolge der Kleinheit von a und unter der Annahme $R = R^{(m)}$ schreiben:

$$a = \frac{F}{S}\left(\frac{R}{1-R}\right) \qquad \text{(vgl. Gln. 25 b)}$$

Daraus folgt

$$31) \qquad dR = R\,(1-R)\,\frac{da}{a}$$

Von $R_{546} = 0{,}85$, $a_{546} = 0{,}0297$ ausgehend wurde R_{535} bzw. R_{589} unter Zuhilfenahme der zugehörigen da berechnet; mit dem so gewonnenen R_{535} bzw. R_{589} wurde dann der Prozeß wiederholt. (Es ergab sich, z. B. $R_{435} = 0{,}827$, $R_{644} = 0{,}853$.)

Die meßtechnisch bedingte Unsicherheit in der Kugel-Korrektion $k(\lambda)$ bzw. $k'(\lambda)$ für eine bestimmte Wellenlänge kann man nach bekannten Methoden aus Gln. 30 zu etwa $\pm 4\%$ überschlagen, wenn man bedenkt, daß R und a sich beide mit einem Fehler von 1—2% haben ausphotometrieren lassen.

Anhang II.

Zu den Polarisations-Messungen.

Im Laufe der Polarisationsmessungen erhoben sich zwei prinzipielle Fragen: erstens bezüglich der notwendigen Genauigkeit in der Winkeleinstellung der Savartschen Platte, zweitens bezüglich des absoluten Wertes der Polarisationskonstante δ der

Photometer-Glasplatte. Dazu kamen zwei methodische Fragen: erstens nach einer Methode zur genauen Festlegung der Schwingungsrichtung des Streulichts, um die Schwingungsrichtung des Zusatzlichts mit ihr genau kreuzen zu können; zweitens nach einer Methode zur Bestimmung der Helligkeit von falschem Streulicht zwischen gekreuzten Nicols. Diese Fragen behandeln wir jetzt in der folgenden Reihenfolge:

1. Winkeleinstellung der Savartschen Platte.
2. Methode zur Bestimmung der Schwingungsrichtung des Streulichts.
3. Methode zur Bestimmung falschen Streulichts zwischen gekreuzten Nicols.
4. Konstante δ der Polarisationswirkung der Photometerglasplatte.

Winkeleinstellung der Savartschen Platte: Bei der Benutzung der Savartschen Platte als Analysator in der Zusatz-Methode ist es wichtig, sich klar zu machen, ob und wie das Verschwinden der Streifen durch die verschiedenen Winkeleinstellungen der vorkommenden ausgezeichneten Richtungen (die der Savartschen Platte selbst, des Wollastons und des Streulichts) gegenseitig beeinflußt wird. Auskunft darüber findet man in der Airyschen Formel, welche die Helligkeit angibt, die eine zwischen Analysator und Polarisator eingeschaltete Krystallplatte bedingt. Die an und für sich aus zwei Platten bestehende Savartsche Platte kann für die Anwendung dieser Formel als eine einzige Platte aufgefaßt werden, da die Hauptschnitte der beiden Komponenten genau gekreuzt sind.[1]

Die Airysche Formel lautet:[2]

$$32) \qquad e = e_0 \left[\cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2\frac{\Gamma}{2}\right]$$

Die Bezeichnungen haben folgende Bedeutungen (vgl. Fig. 26):

- e beobachtete Helligkeit.
- e_0 Helligkeit des einfallenden Lichtes.
- α Winkel zwischen Schwingungsrichtung P des einfallenden Lichtes (Polarisator) und einem Hauptschnitt S der Platte.

---

1. Vgl. Wüllner, Experimental Physik, Bd. 2, S. 654 (Teubner, Leipzig, 1883).
2. siehe z. B., Schuster und Nicholson, Theory of Optics, S. 197 (Verlag Arnold, London, 1928).

β Winkel zwischen einer Schwingungsrichtung A des Wollastons (Analysator) und dem Hauptschnitt S.

Γ Gangunterschied bewirkt durch die Savartsche Platte (vom Einfalls-Winkel abhängig).

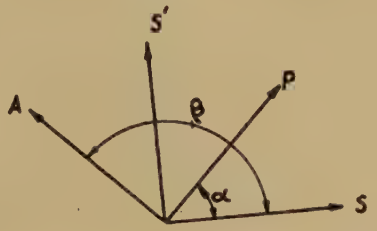


Fig. 26. Zur Airyschen Formel: Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes P, des Analysators A. Hauptschnitte der Savartschen Platte S, S'.

In der Zusatz-Methode erzeugt die Savartsche Platte drei parallele Streifensysteme, den drei „Lichtquellen" e_π, e_σ, e_z (vgl. S. 61) entsprechend. Die Helligkeiten dieser Systeme, die inkohärent sind, addieren sich einfach. Die Streifensysteme von e_σ und e_z fallen genau aufeinander und sind um eine halbe Streifenbreite gegen das Streifensystem von e_π verschoben. Sollen die Streifen verschwinden, dann müssen sich die Helligkeiten dieser drei Streifensysteme zu einer Größe H addieren, die unabhängig von Γ ist. Es sind also drei Gleichungen 32) zusammen zu addieren, wobei zu bedenken ist, daß der Winkel zwischen P und S etwa für e_σ und e_z um 90° größer ist als der entsprechende Winkel α für e_π.

$$33)\quad e_\pi \left(\cos^2(\beta-\alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2\frac{\Gamma}{2}\right) + (e_\sigma + e_z)$$
$$\left(\sin^2(\beta-\alpha) + \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2\frac{\Gamma}{2}\right) = H$$

Erfüllt wird die Bedingung, daß H nicht eine Funktion von Γ ist, wenn (um nur den einen uns hier interessierenden Fall zu nennen)

$$34)\qquad e_\pi = e_\sigma + e_z$$

Diese Gln. 34 haben wir schon einmal aufgestellt (Gln. 14, S. 61), ohne sie allerdings mit der hier gegebenen strengen Begründung zu belegen. In ihr kommt nun weder der Winkel α noch β

vor, das Verschwinden der Streifen hängt also nicht von den Werten dieser Winkel ab. Daraus geht hervor, weshalb weder eine präzise Orientierung des Savartschen Platten-Analysators in der Okularhülse des Photometers noch eine des Wollastons gegen die Savartsche Platte selbst erforderlich ist (vgl. S. 63). Abweichungen von den optimalen Stellen ($\alpha = 45°$, $135°$ usw.; $\beta = 45°$, $135°$ usw.) bedingen hier nur einen Verlust an Streifen-Deutlichkeit, werden aber mit bloßem Auge genügend klein gehalten.

Die Berücksichtigung der zweiten Schwingungsrichtung des Wollastons ändert nichts prinzipielles an diesen Überlegungen. Nur die Helligkeit der Erscheinung wird dadurch verdoppelt (insbesondere wird die gleichmäßige Helligkeit beim Verschwinden der Streifen $2e_\pi$).

Bestimmung der Schwingungsrichtung des Streulichts und des Vergleichslichts: Die Schwingungsrichtung des vom Nebenstrahlengang kommenden Lichtes muß senkrecht zur Komponente e_π des Streulichts sein; diese Richtungen müssen festgelegt und „gekreuzt" werden.

Die Genauigkeit, mit der die Schwingungsrichtung von e in diesem Sinne eingestellt werden muß, kann vielleicht am anschaulichsten überschlagen werden, wenn man aus der Airyschen Formel (Gln. 32) den Helligkeitsunterschied Δe zwischen der Mitte eines hellen bzw. eines dunklen Streifens betrachtet (bei gekreuzten Nicols zwei Streifen, z. B., deren Mitten die Gangunterschiede $\Gamma = 180$, bzw. $0°$ haben).

Es ist

$$35) \qquad \Delta e = e_0 \sin 2\alpha \sin 2\beta$$

Man denke sich nun das Wollaston gegen die Savartsche Platte „richtig" orientiert ($\sin 2\beta = \pm 1$), ferner die Savartsche Platte „richtig" gegen die Schwingungsrichtung des Streulichts eingestellt ($\sin 2\alpha = \pm 1$), aber die e_z-Richtung des Zusatzlichts nicht genau parallel der e_σ-Richtung. Der kleine Winkel zwischen e_z und e_σ sei $\Delta\alpha$. Dann ist der Helligkeitsunterschied zwischen zwei Streifen für die Komponenten des Streulichts ein Maximum (die dunklen Streifen haben die Intensität Null). Für die Streifen des Zusatzlichtes ist dies dagegen nicht der Fall, und zwar in dem Maße, daß $\sin 2(\alpha + \Delta\alpha)$ nicht gleich 1 ist; maW., die hellen

Streifen vom Zusatzlicht sind weniger hell, die dunklen dafür nicht mehr ganz dunkel wie bei $\Delta\alpha = O$ wäre. Um die drei Streifensysteme zum Verschwinden zu bringen, wird also dementsprechend eine größere Zusatzhelligkeit benötigt. Es entsteht ein Bruchteil-Fehler der Größenordnung $1-\cos 2\Delta\alpha$. Kreuzt man die beiden Schwingungsrichtungen e_z und e_π bis auf $\pm 1^0$ genau, so ist der Fehler ($< 0{,}1\%$) von dieser Seite zu vernachlässigen.

Nun scheint in der Literatur eine Methode für die Festlegung der Schwingungsrichtung einer schwachen partiell linear polarisierten Lichtquelle (das Benzolstreulicht) zu fehlen.[3] Bei ausreichender Helligkeit wird die Savartsche Platte selbst oft in dieser Beziehung benutzt, indem man Platte mitsamt Analysator rotiert bis die Streifen verschwinden. Dann ist die gesuchte Polarisationsrichtung parallel einem Hauptschnitt der Platte (vgl. Gln. 35, $\alpha = O$). Aber bei den hier vorkommenden Helligkeiten war die Stelle des Verschwindens der Streifen schlecht zu erkennen. Ein leichter erkennbares Einstellkriterium als das einfache Verschwinden der Streifen kann man sich schaffen, indem man das Gesichtsfeld in zwei Hälften teilt, deren zugehörige Schwingungsrichtungen einen kleinen Winkel miteinander bilden, etwa derart, daß in der einen Hälfte die gesuchte unveränderte Polarisationsrichtung herrscht, während in der anderen diese um einen Winkel ε durch geeignete Vorrichtung gedreht wird. Nun können die Streifen in beiden Hälften nicht gleichzeitig verschwinden. Vielmehr verschwinden die Streifen beim Drehen der Savartschen Platte erst in der einen Hälfte und kommen wieder hier zum Vorschein, während diejenigen der anderen Hälfte immer noch sichtbar sind. Wird die Drehung fortgesetzt, so gewinnen jene an Deutlichkeit, während diese bald verschwinden. Es muß also eine Einstellung geben, bei der die Streifen in beiden Seiten des Feldes dieselbe „Deutlichkeit"

3. Unter den üblichen Methoden mit stauroskopischen Platten sind die Halbschatten-Methoden (Calderon-Platte, z. B.) prinzipiell ungeeignet, der Beimischung von unpolarisiertem Licht wegen; ferner auch die, welche auf einem Farbumschlag beruhen (Soleil 3,75 mm Doppelquarzplatte, Bertrand-Platte usw.), nicht nur wegen der genannten Beimischung, sondern auch wegen der zu schwachen Helligkeit. Eine Senarmont-Platte aus je zwei R und L-Quarzkeilen erwies sich zwar besser als die oben genannten, aber doch nicht so genau als die benutzte Methode.

haben.[4] Stellt man ferner die Streifenrichtung senkrecht zur Trennungslinie des Gesichtsfeldes, so erscheinen die Streifensysteme zu beiden Seiten von dieser um eine halbe Streifenbreite versetzt (bei gleicher Deutlichkeit), denn nach dem Verschwinden bei $\alpha = O$ tauchen die Streifen in den komplementären Stellen wieder auf. Das Auge ist fähig, auf die Stelle gleicher Deutlichkeit mit viel größerer Sicherheit einzustellen, als auf die Stelle des Verschwindens. Fig. 27 gibt schematisch die Reihe der Erscheinungen, die dem Auge um die Stelle gleicher Deutlichkeit (3) herum dargeboten werden. In (2) und (4) ist ein Hauptschnitt der Savartschen Platte parallel OP bzw. OP', die Streifen in der entsprechenden Hälfte verschwinden ganz.

Der „Halbschattenwinkel" ε wurde durch ein schräg gestelltes, die Hälfte des Gesichtsfeldes bedeckendes Glasblättchen, welches die Polarisationsrichtung des durchgehenden Lichts etwas dreht, verwirklicht.

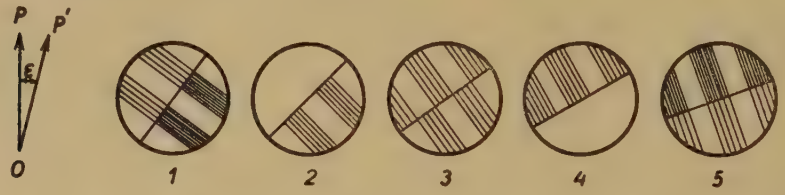


Fig. 27. Zur Halbschatten-Methode mit Savartscher Platte und Glasblättchen. Aussehen (schematisch) des Gesichtsfeldes beim Drehen durch die Stelle „gleicher Deutlichkeit" (3). OP gesuchte Schwingungsrichtung des einfallenden Lichtes, OP' veränderte Richtung nach Durchgang durch das Glasblättchen, welches die obere Hälfte des Gesichtsfeldes bedeckend zu denken ist. In (2) bildet die Streifenrichtung einen Winkel von 45° mit OP, die Streifen in der unteren Gesichtsfeldhälfte verschwinden. Bei einer weiteren Drehung um den Winkel ε verschwinden die Streifen in der oberen Hälfte (4). In (1) und (5) ist das Aussehen bei einer entsprechenden weiteren Drehung.

Der Aufbau mit der Savartschen Platte ist in Fig. 28 schematisch zu sehen. Der Teilkreis T ist mit einem Rohr-Ansatz verbunden, der der Reihe nach folgende Einrichtungen trägt: einen um 180° drehbaren Ring R, eine Okular-Linse L (f = 25 mm), die

4. Die Ähnlichkeit mit der üblichen Halbschattenmethode wird einleuchten.

Savartsche Platte S (2°) und das zugehörige Wollaston W, die beiden letzten im parallelen Strahlengang hinter dem Okular. T ist zusammen mit dieser Optik um das feststehende Stück H drehbar, das mit den Indices für die Teilung versehen ist. Das Auge A sieht auf die kreisrunde Öffnung des Rings R die von der Savartschen Platte herrührenden Streifen (etwa 6 davon) projiziert. P ist das

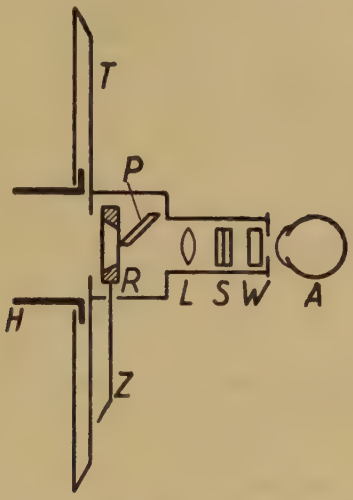


Fig. 28. Schematischer Aufbau mit Teilkreis für die „Halbschatten-Methode". Das zu untersuchende Licht fällt von links her zuerst auf das Glasblättchen P.

schräge Glasplättchen, welches die Hälfte des Gesichtsfeldes bedeckt, und deren eine Kante scharf als Trennungslinie des Feldes gesehen wird. Diese kann durch Drehen des Rings mittels Zeiger Z senkrecht zur Streifenrichtung gestellt werden, woraufhin sie einfach erscheint, denn die Divergenz erfolgt nun in ihrer Längsrichtung.

Das Glasplättchen auf seinem Ring (in Wirklichkeit nicht R, Fig. 28, sondern ein Hilfsring, der an R angeschraubt wird) ist in Fig. 29 a dargestellt. Es war ein Stück Mikroskop-Deckgläschen. Ist P die Schwingungsrichtung in der unbedeckten Hälfte des Gesichtsfeldes, P′ die der vom Plättchen bedeckten, dann ist der Winkel ε („Halbschattenwinkel") zwischen P und P′ gegeben durch

36) $$\sqrt{\delta}\tan\alpha = \tan(\alpha - \varepsilon),$$

wo α der Winkel zwischen Einfallsebene E des Plättchens und P ist (Fig. 29 b), und δ das Verhältnis der Durchlässigkeiten senkrecht und parallel der Einfallsebene. Da $\delta < 1$ ist, bildet P′ immer einen kleineren Winkel mit E als P.

δ berechnet sich aus den Fresnelschen Formeln, wenn man die mehrfachen Reflexionen vernachlässigt, zu

$$\delta = \cos^4 (m—n),$$

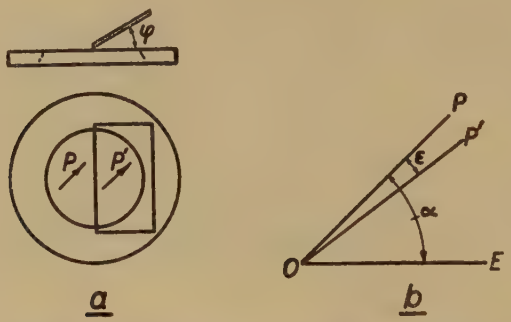


Fig. 29. a, „Halbschatten"-Blättchen auf seinem Ring; P, P′ Schwingungsrichtungen in der unbedeckten bzw. der bedeckten Hälfte des Feldes. b, der Winkel α zwischen P und Einfallsebene E.

wobei m der Einfallswinkel ($90^\circ — \varphi$, Fig. 31 a) der Strahlen auf das Plättchen und n der Brechungswinkel ist. Damit hat man die Möglichkeit, dem ε einen vorteilhaften Wert zu geben, der um so kleiner ist je größer die Helligkeit wird. Der Winkel φ betrug hier etwas mehr als 45°, ε war ca. 3°.

Es ist zu merken, daß das Drehvermögen des Plättchens am stärksten in der Nähe von $\alpha = 45^\circ$ ist, also gerade in einer solchen Stellung, in der es mit der Savartschen Platte am bequemsten benutzt werden kann (Einfallsebene des Plättchens parallel der Streifenrichtung), denn die Savartschen Streifen verschwinden unter einem Winkel von 45° gegen die einfallende Schwingungsrichtung.

Bei der Ausführung der Kreuzung der Schwingungsrichtungen e_π und e_z wurde der Teilkreis-Aufbau (Fig. 28) am Photometer Ph (Fig. 1) montiert, indem H über dessen Okular-Hülse hinübergestülpt und dort festgeklemmt wurde. Als Lichtquelle diente eine 1,5 Amp. Punktlicht-Lampe (aufgestellt bei Q, Fig. 1), deren unzerlegtes Licht das Benzol genügend stark beleuchtete.

In zwei gegenüberliegenden Quadranten wurden nun die Stellen „gleicher Deutlichkeit" der Streifen für das Streulicht bestimmt. In den anderen zwei geschah dasselbe für das Licht des Nebenstrahlenganges, wo ein leicht blaues Filter (Schott BG 8, 2 mm) eingeschaltet war, um ungefähre Farbgleichheit bei beiden Bestimmungen zu haben. Die Ablesungen am Teilkreis, entsprechend dem Streu- bzw. dem Vergleichslicht, müssen sich um 90° unterscheiden, wenn die Polarisationsrichtungen richtig gekreuzt sind.

Leider darf man nicht alle Messungen im gleichen Quadranten vornehmen, denn in jedem Quadranten liegen die Stellen gleicher Deutlichkeit für zwei senkrecht zueinander stehende Polarisationsrichtungen um den Halbschattenwinkel ε auseinander, und ε will man nicht bestimmen. Dies liegt, wie man sich an Hand von Fig. 29 b leicht überzeugen kann, an der Eigentümlichkeit des Drehsinnes bei Verwendung einer Glasplatte zur Drehung der Polarisationsebene. Die Drehung erfolgt dann nämlich nicht immer im gleichen Drehsinn (wie wenn man z. B. die Drehung von Quarz benutzt hätte), sondern immer in der Richtung nach der Einfallsebene zu. Dies ist ein Umstand, der bei Benutzung eines solchen Plättchens streng beachtet werden muß.[5]

Einstellungen wurden pendelnd gemacht, d. h. einmal an der Stelle gleicher Deutlichkeit von rechts heran, einmal von links. Der (d. f.) aus 8 solchen Einstellungen betrug rund $\pm 0{,}^{\circ}2$.

Um die Kreuzung genau ausführen zu können, muß die Schwingungsrichtung des Zusatzlichts fein einstellbar sein, denn sie liegt in der Einfallsebene der Photometer-Glasplatte, was zur Folge hat, daß eine 1°-Drehung des Glans N_2 (Fig. 1) in eine 3°-Drehung der Polarisationsrichtung nach der Reflexion übersetzt wird. Diese notwendige Feineinstellung wurde optisch gemacht. Es wurde dabei auch hier von der Eigenschaft einer schräggestellten Glasplatte, die Polarisationsebene von durchgehendem Licht zu drehen, Gebrauch gemacht. Diese schrägggestellte Glasplatte D (Fig. 1) bedeckt den ganzen Querschnitt des Nebenstrahlenganges in den parallelen Strahlen zwischen L_3 und der Kuppel. Sie wird unter

5. Eine dünne Soleil-Doppelquarz-Platte wurde ausprobiert, als Ersatz für das Glasplättchen. Man hat den Vorteil eines symmetrischen Halbschattenwinkels, aber den Nachteil der starken Rotationsdispersion.

einem Einfallswinkel von etwa 30° benutzt. Montiert ist sie in einem geteilten Ring derart, daß sie um eine in ihrer Einfallsebene liegende Achse (optische Achse des Nebenstrahlengangs) gedreht werden kann. Normalerweise ist ihre Einfallsebene vertikal (in Fig. 1 um 90° gedreht, der Deutlichkeit halber). Eine Drehung in der einen oder anderen Richtung bewirkt eine Drehung der Polarisationsrichtung in die entgegengesetzte Richtung, und zwar macht 5° der Drehplatte nur 1° in der Richtung des Zusatzlichts n a c h der Reflexion an der Photometerglasplatte aus, so daß die Schwingungsrichtung des Zusatzlichts bequem justiert werden kann.

Falsches Streulicht zwischen gekreuzten Nicols: Es muß, wie schon angedeutet (S. 67), bei der Eichung der Photometer-Glasplatte festgestellt werden, ob unerwünschtes Streulicht im Aufbau Fig. 23 wirklich so geringfügig ist, daß die Beziehung $\Delta = \tan^2\Theta$ (Gln. 18) nicht dadurch gefährdet wird. Ein solches Streulicht würde sich so bemerkbar machen, daß beim Kreuzen eines in der A.P. des Photometers befindlichen Nicols mit dem Polarisator N (siehe Fig. 21) das Gesichtsfeld nicht völlig dunkel werden würde, wobei N parallel einer Polarisationsrichtung des Wollastons gestellt wird ($\Theta = O$). Rührt dieses Streulicht mindestens zum Teil von der Kristalloptik im Teilkreis K her, so bedeutet dies, daß bei $\Theta = O$, Δ noch einen unendlichen Wert hat, was nicht zulässig ist. Allerdings könnte das Streulicht auch durch akzidentelle Doppelbrechung in der Glasoptik des Photometers verursacht werden. Es wäre dann aber ungefährlich, da es mit in die Eichung (Fig. 22) eingehen würde. Da folgende Methode für den gesamten Betrag des Streulichts zwischen gekreuzten Nicols (als Bruchteil der Helligkeit bei parallelen Nicols) zu messen erlaubt, ohne Rücksicht auf dessen Herkunft, so muß man hier verlangen, daß das gesamte Streulicht verschwindend klein bleibt. Eine Augenschätzung der Helligkeit des Streulichts ist eine höchst unsichere Sache, selbst wenn man nur die Größenordnung haben wollte.

Den Messungen diente der in Fig. 30 skizzierte Strahlengang. In der A.P. des Photometers (L_2 ist dessen eine Linse, vgl. Fig. 1), das mit der Anordnung der Fig. 21 beleuchtet ist, befindet sich der drehbare Ring R. Er wird mit der spannungsfreien Lupe L anvisiert. Ein auf R gekittetes schräggestelltes Rauchglas-Plättchen

(Schott NG 5, 1 mm) P bedeckt die Hälfte des Gesichtsfelds, ähnlich wie in der Halbschatten-Methode (Fig. 28). Zwischen L und dem Auge A ist der Hilfsanalysator N. Montiert wurden die verschiedenen Teile in der Teilkreisvorrichtung von Fig. 28.

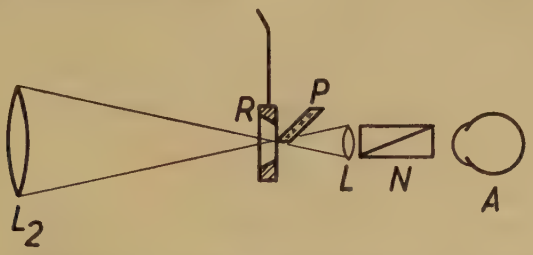


Fig. 30. Strahlengang zur Messung des Betrags von falschem Streulicht in der Anordnung von Fig. 21. L_2 die hintere Linse des Photometers Ph, Fig. 1.

Der Winkel Θ (Fig. 20) zwischen Polarisator und Wollaston sei null, der Hilfs-Analysator sei mit dem Polarisator gekreuzt, und ferner sei die Einfallsebene des Plättchens parallel (Nullstellung) der Schwingungsrichtung des Polarisators. Im allgemeinen wird das falsche Streulicht eine geringe Aufhellung des Feldes bedingen, die in der einen Hälfte um die Durchlässigkeit d des Neutralglas-Plättchens vermindert wird. Dreht man den Ring R mit dem Plättchen, so kann man symmetrisch zu beiden Seiten der Nullstellung, etwa bei $\pm\alpha$, Einstellungen finden, bei denen die Hälften des Feldes gleich hell werden. Das erklärt sich folgendermaßen: Sobald die Einfallsebene E (Fig. 31) des Plättchens einen Winkel α mit der Schwingungsrichtung des Polarisators P bildet, wird dessen Schwingungsrichtung um einen kleinen Winkel ε gedreht. Infolgedessen gelangt durch den Hilfs-Analysator eine Helligkeits-Komponente $\sin^2\varepsilon$, welche die durch das Neutralglas verminderte Helligkeit der einen Hälfte des Feldes nun verstärkt.

Um die quantitativen Beziehungen zu gewinnen, denke man sich das Licht von L_2 als aus zwei Teilen bestehend, einem linear polarisierten mit der Helligkeit e (Fig. 31), der vom Analysator A ausgelöscht wird, und einem unpolarisierten 2 ke, dem falschen Streulicht, von dem ke[6] durch den Analysator hindurchgeht. Ist

6. Ein Teil dieses Streulichts könnte vom Hilfsanalysator selbst sein. Deshalb wähle man ihn groß (Öffnung etwa 10 mm) und blende stark ab.

$\alpha = O$, so hat man in der einen Hälfte des Feldes die Helligkeit ke, in der anderen dke, wo d die Durchlässigkeit des Plättchens ist. Um die Helligkeiten auszugleichen addiert man zu dke durch

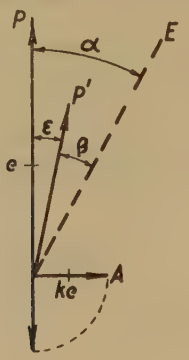


Fig. 31. Schwingungsrichtungen im Aufbau von Fig. 30.

Drehen des Ringes eine zusätzliche Helligkeit de $\sin^2\varepsilon$. Die Bedingung für Gleichheit der Felder ist also,

$$ke = de \sin^2 \varepsilon + dke$$

oder

37) $$k = \frac{d \sin^2 \varepsilon}{1-d}$$

Der kleine Winkel ε ist aus der früheren Gleichung 36 unter Einsetzung des hier gemessenen Wertes für α (bei Gleichheit) zu berechnen. Das dortige Verhältnis δ der Durchlässigkeiten senkrecht und parallel der Einfallsebene des Neutralglas-Plättchens kann direkt gemessen werden, z. B. mit einem Martens Polarisationsphotometer. Der Mittelwert aus ben beiden extremen Werten der Durchlässigkeit wird hier als d angenommen, was den Genauigkeitsansprüchen des vorliegenden Falles genügt. Genau genommen müßte natürlich d als Funktion von α berechnet werden.

Bei der Ausführung war der Einfallswinkel auf dem Plättchen etwa 59°; die Durchlässigkeiten wurden zu 0,33 bzw. 0,51 gemessen. Gleichheit der Felder trat bei $\alpha = 14°,6$ ein, was $\varepsilon = 2°,7$ ergibt. Daraus berechnet sich k zu 0,001. Die gesamte Beimischung von Streulicht beträgt also nur ca. 0,2% und ist zu vernachlässigen.

Konstante der Polarisationswirkung der Glasplatte: Die empirische Bestimmung (S. 64) der Wirkung der Photometer-Glasplatte auf den Depolarisationsgrad des durchgehenden Streulichts bringt den numerischen Betrag der Glasplattenkonstante δ (Gln. 17) nicht explizit zum Ausdruck. Versucht man sie aus diesen Messungen (Tab. 8) zu berechnen (mittels Gln. 16 und 17), so findet man, daß sie scheinbar einen Gang mit Δ hat. In der zweiten Kolonne der Tab. 14 ist δ nach Gln. 17 berechnet, wobei Δ der Tab. 8 entnommen ist:

Tabelle 14.

Zum persönlichen Beobachtungsfehler mit der Zusatz-Methode.

Δ	$\frac{\Delta}{\Delta'} = \delta$	$\delta = \frac{\Delta}{\Delta'_{f=1{,}03}}$
0,031	0,59	0,81
0,072	0,70	0,82
0,132	0,79	0,86
0,334	0,81	0,84
0,409	0,82	0,83
0,421	0,82	0,84

Dieser Gang kann kaum reeller Natur sein. Bei dem Versuch, ihn zu erklären, nehmen wir an, daß der Quotient $\frac{\sin^2 S}{\sin^2 N} = p'$ mit einem persönlichen Beobachtungsfehler f behaftet ist, was in Anbetracht der Verschiedenheit der beiden Arten (für N bzw. S) von Messungen nicht unplausibel ist. Danach fiele infolge einer Eigentümlichkeit des beobachtenden Auges der ermittelte Wert von p' immer um einen bestimmten Bruch falsch aus, etwa zu klein. Es stellt sich nun in der Tat heraus, daß es einen Wert für f gibt, dessen Annahme ein konstantes δ berechnen läßt.

Die Einführung des persönlichen Beobachtungsfehlers f entspricht dem Ansatz:

$$\Delta'_f = \frac{1 - f\frac{\sin^2 S}{\sin^2 N}}{1 + f\frac{\sin^2 S}{\sin^2 N}}$$

Für f = 1,03 sind die berechneten Werte von δ in der letzten Kolonne, Tab. 14, angegeben. Die angenäherte Konstanz von δ tritt hervor. Berechnet man in dieser Weise δ für verschiedene Werte von f, so findet man, daß der Gang in δ ziemlich empfindlich gegen eine Änderung in f ist. Für f = 1,02 bleibt der systematische Gang in δ in der gleichen Richtung wie in der mittleren Kolonne, Tab. 14, bestehen; für f = 1,04 ist bereits „Überkorrektion" eingetreten.

Wir müssen also annehmen, daß das Auge nicht die wahren Stellen der photometrischen Gleichheit, bzw. des Verschwindens der Savartschen Streifen beobachtet, sondern davon abweichende derart, daß der 3%ige persönliche Fehler zustande kommt. Wären beide für die Zusatz-Methode nötigen Messungen gleichartig, etwa beide eine photometrische Gleichheit, dann dürfte dieser Fehler nicht auftreten, ebensowenig bei objektiven Beobachtungsmethoden.

Es ist zu betonen, daß der Einfluß von f von der Eichkurve (Fig. 22) umfaßt wird. In ihr steckt beides, die Konstante δ der Glasplatte und die Eigentümlichkeit, die durch den Faktor f ausgedrückt wird.

Es scheint also nicht zulässig zu sein, die Konstante δ unabhängig zu bestimmen und deren Wert ohne weiteres für die Berechnung des wahren Depolarisationsgrades Δ aus der scheinbaren Polarisation p′ nach Gln. 16 und 17 zu benutzen. Vielmehr ist die direkte Eichung, wie sie vorgenommen wurde, unumgänglich.

Zum Schluß sei erwähnt, daß der Wert für δ (0,83) aus den Eichmessungen n a c h Einführung von f = 1,03 gut mit dem einer direkten Bestimmung übereinstimmt. Diese direkte Bestimmung wurde nur zum Vergleich gemacht. Sie bestand aus Messungen der Drehung der Polarisationsebene eines linear polarisierten Strahls, der durch die Photometer-Glasplatte hindurch geschickt ist. Das in Gln. 36 auftretende δ ist ja der hier gesuchte Wert, wenn wir die dortigen Überlegungen auf vorliegenden Fall übertragen. Mißt man α und ε in einer geeigneten Anordnung, so ist δ daraus zu berechnen. Solche Messungen ergaben δ = 0,834, ein Wert, der auch mit dem theoretischen, aus den Fresnelschen Formeln berechneten, gut übereinstimmt.

Anhang III.

Photometer für photographische Platten.

In der Auswertung der photographischen Platten bei den Intensitäts-Messungen der beiden Linien 365 und 405 mμ (S. 53) gelangte ein visuelles Photometer einfacher Konstruktion zur Anwendung. Da dieses Photometer so überaus befriedigende Resultate lieferte, und da ferner sein Strahlengang von den üblichen etwas abwich, wollen wir dem Instrument hier eine kurze Beschreibung widmen, indem wir sein Prinzip auseinandersetzen, ohne auf die mechanischen Einzelheiten einzugehen.

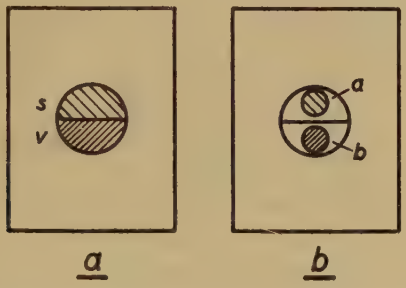


Fig. 32. a, Auszuphotometrierendes Bild des Photometer-Gesichtsfeldes (L_2, Fig. 1) bei den photographischen Helligkeitsbestimmungen. b, Abblendung durch Blende H (Fig. 33) bei der Ausmessung.

Aufgabe ist es, die photographischen Schwärzungen in den beiden Hälften eines 5 mm kreisrunden Bildchens[1] auszuphotometrieren. Diese zwei Schwärzungen v und s (Fig. 32 a) entsprechen der Streulicht- bzw. der Vergleichslicht-Helligkeit. Es wird das Verhältnis $\frac{D_s}{D_v}$ deren Durchlässigkeit gesucht.

Der Strahlengang des Photometers ist in Fig. 33 schematisch wiedergegeben. Die Schichtseite der photographischen Platte P befindet sich in unmittelbarer Nähe des Blendenstückes H, welches mit zwei Öffnungen a und b versehen ist derart, daß die eine, etwa a, von der Schwärzung s bedeckt ist, die andere b von der Schwärzung v (Fig. 32 b). Zur bequemen Justierung des Bildchens in Bezug auf die Öffnungen ist die Platte von einem kleinen mit H

1. Das heißt, das Bild des Gesichtsfeldes des Streulicht-Photometers (vgl. S. 52).

fest verbundenen Kreuztisch getragen. Ferner ist H mitsamt Kreuztisch um die optische Achse des Photometers drehbar.

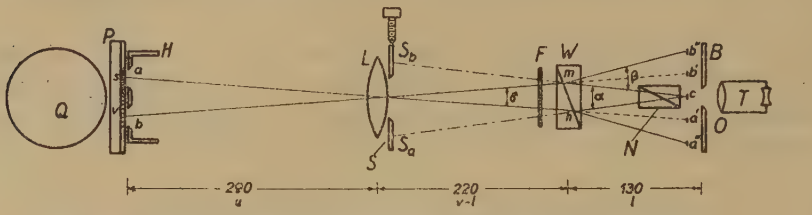


Fig. 33. Schematischer Strahlengang des Platten-Photometers.

Eine Opalglas-Lampe Q in genügendem Abstand beleuchtet beide Öffnungen gleichmäßig. Linse L bilde a und b zunächst bei a′ bzw. b′, in der Ebene einer Blende B scharf ab. In dem Wollaston doppelbrechenden Prisma W wird der Strahl a′, z. B., bei n doppelgebrochen; anstatt des einen Bildes a′ bekommt man zwei: a″ bzw. c, die ferner senkrecht zueinander polarisiert sind. Gleichfalls entstehen aus b′ die beiden Bilder c und b″. Bei c fallen also zwei Bilder übereinander, das eine gehört dem Strahl aa′, also der Öffnung a, an, das andere dem Strahl bb′ und der Öffnung b. Eine Betrachtung der Figur zeigt, daß die beiden Bilder c senkrecht zueinander polarisiert sind. Die Blende B sorgt dafür, daß nur Licht der Bilder c in das Auge bzw. in das, das Auge ersetzende Objektiv O des kleinen Fernrohrs T gelangen kann.

Vor der Linse L befindet sich ein rechteckiger Spalt S (ca. 9 × 16 mm) mit sauberen parallelen Schneiden, die mikrometrisch verstellbar sind. Ein Auge bei c muß infolge des dazwischen befindlichen Wollastons diesen Spalt doppelt sehen. Das eine Bild S_b liegt in der Richtung cm, das andere S_a in der Richtung cn. Diese beiden Bilder können durch Änderung der Breite des Spalts S zur Berührung gebracht werden. Sie bilden die beiden Hälften eines rechteckigen, beinahe quadratischen Gesichtsfeldes.

Nun ist besonders darauf zu achten, daß das eine, S_a, dieser Spaltbilder im Licht von der Öffnung a, das andere, S_b, im Licht der Öffnung b gesehen wird. Ferner sind diese beiden Spaltbilder senkrecht zueinander polarisiert, den Bildern c entsprechend. Um S_a und S_b photometrisch ausgleichen zu können, hat man einfach ein drehbares Glan-Thompsom-Prisma N mit geteiltem Kreise vor die Blende B einzuführen. Dreht man N, so ändern sich die Hellig-

keiten von S_a bzw. S_b von Maximum bis auf Null in bekannter Weise, welches den photometrischen Ausgleich ermöglicht.

Ein Wort über die Winkelverhältnisse: Liegen die bilder a'b' um d auseinander, so müssen, wie aus der Figur 33 hervorgeht, folgende Bedingungen von den Apparaturkonstanten erfüllt werden:

$$d = l\beta = v\gamma$$

wenn β der Divergenz-Winkel des Wollastons ist und γ der Winkelabstand der Bilder a'b' von L aus betrachtet (die Winkel sind so klein, daß man die Tangenz durch den Winkel selbst ersetzen darf). Hiermit ist auch eine obere Grenze für den Durchmesser der Öffnungen a und b gegeben, nämlich d dividiert durch die Vergrößerung der Linse L. Aus der Geometrie der Figur 33 folgt weiter, wenn wir den Winkelabstand der Spaltbilder S_a und S_b (mit c als Spitze) mit α bezeichnen

$$\alpha = \beta - \gamma$$

Im benutzten Photometer betrug der Winkel β des Wollastons ca. 2,5 °; der Winkel α war etwa 1,5 °.[2]

Der Spalt S wurde mit einem kleinen Fernrohr T (Zeiß „Tellup") anvisiert, der Bequemlichkeit halber. Wegen der Chromasie des Wollastons muß mit angenähert monochromatischem Licht gearbeitet werden. Bei F sind zwei grüne Schott Gläser VG 1 und VG 2, je 2 mm dick, eingeschaltet. Die Teile des Photometers waren auf optische Bank-Reiter montiert — einige Abstände sind in der Figur notiert.

Aus der Winkeleinstellung Θ des Nicols N (Fig. 34) gegen die Schwingungsrichtung in einer Hälfte des Gesichtsfeldes hat man

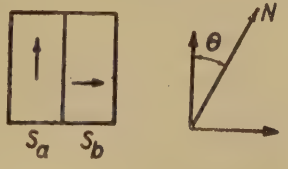


Fig. 34. Schwingungsrichtungen in den beiden Hälften S_a und S_b des Gesichtsfeldes des Platten-Photometers.

2. Danach ist $\gamma = 1$ °, was aber dem Abstand ab = 2,5 mm in einer Entfernung von 290 mm (siehe Figur) nicht entspricht. Die Diskrepanz kommt dadurch, daß in Wirklichkeit L aus zwei voneinander getrennten Linsen bestand.

das Verhältnis der Durchlässigkeiten D_s/D_v der Schwärzungen des Bildchens (Fig. 32) abzuleiten.

Ist e_a die Helligkeit des einen Feldes S_a, und e_b die des anderen S_b, so gelten die beiden Gleichungen,

1) $$e_a = E_a\, D_v\, \delta_\perp \cos^2 \Theta$$
$$e_b = E_b\, D_s\, \delta_\parallel \sin^2 \Theta$$

wo E_a und E_b die Beleuchtungen der betreffenden Bildhälften durch die Lampe Q, ferner D_v, D_s die Durchlässigkeiten der zwei Schwärzungen und $\delta_\perp$ $\delta_\parallel$ die Durchlässigkeiten des Wollastons in den zwei ausgezeichneten Polarisationsrichtungen sind.

Wenn $e_a = e_b$ (photometrische Gleichheit), so folgt aus 1)

2) $$\frac{D_s}{D_v} = \frac{E_a}{E_b}\,\frac{\delta_\perp}{\delta_\parallel} \cot^2 \Theta$$

Im Falle $E_a = E_b$, $\delta_\perp = \delta_\parallel$ erkennt man das bekannte $\cot^2$-Gesetz. Auf diese Bedingungen ist man jedoch nicht angewiesen, denn durch einen Kunstgriff kann man den Einfluß ungleicher Beleuchtung $(E_a - E_b)$ sowohl eines „Dichroismus" im Wollaston $(\delta_\perp - \delta_\parallel)$ eliminieren. Es wird nämlich das Blendenstück H, welches die photographische Platte trägt, um 180° gedreht, wobei s und v bzw. a und b ihre Stellen in Fig. 33 vertauschen. Eine Bestimmung der photometrischen Gleichheit, etwa bei dem Winkel Θ', in dieser neuen Lage liefert die Beziehung:

3) $$\frac{D_v}{D_s} = \frac{E_a}{E_b}\,\frac{\delta_\perp}{\delta_\parallel} \cot \Theta'$$

Aus 2) und 3) folgt für das Durchlässigkeitsverhältnis der beiden Schwärzungen:

4) $$\frac{D_s}{D_v} = \frac{\tan \Theta'}{\tan \Theta}$$

Zum Schluß einige Bemerkungen: Es war mit dem Photometer nicht möglich, die Trennungslinie der Spaltbilder S_a, S_b ganz zum Verschwinden zu bringen, wie es bei dem nahezu idealen Gesichtsfeld des Martens-Polarisationsphotometer ist. Trotzdem ist es möglich unter Benutzung eines guten Spalts, bei mäßiger Beleuchtung, diese Linie so fein zu machen, daß sie nicht stört. Der Größe des Gesichtsfeldes wegen (ein Quadrat von $3° = 2\alpha$ Ausdehnung, das durch das Fernrohr etwa 5° scheinbare Ausdehnung hatte) trat ein überaus deutlicher physiologischer Eberhard-Effekt auf, dessen

Verschwinden bei Gleichheit der Felder ein ziemlich empfindliches Kriterium war. Ein gemessener Wert von $\frac{D_s}{D_v}$ war leicht auf 1,5% zu reproduzieren. Einzelne Einstellungen wichen nur um einige Zehntelgrad voneinander ab.

Zusammenfassung.

Ia. Visuelle Messungen der Helligkeiten der Rayleigh-Streuung von Benzol (C_6H_6) in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge wurden für 13 Spektrallinien zwischen 435 und 644 mμ durchgeführt, ferner zwei vorläufige photographische Bestimmungen bei 405 und 365 mμ. In erster Näherung folgt die Streuung dem bekannten von der Theorie geforderten λ^{-4}-Gesetz. Genauer verlangt die klassische Theorie eine Streuhelligkeit proportional $(n^2-1)^2 \lambda^{-4}$ (n der Brechungsindex). Die Richtigkeit dieser hinzukommenden „Dispersions-Korrektion" $(n^2-1)^2$ konnte nicht bestätigt werden. Der hier zum erstenmal empirisch ermittelte Verlauf der Dispersions-Korrektion unterscheidet sich allein im Visuellen um maximal 25% von der erwähnten theoretischen Beziehung.

b. Wichtig für die photometrische Meßmethodik war:

1. das Beziehen aller gemessenen Streulichthelligkeiten auf die Helligkeit eines „Grau-Normals" (kleine Ulbrichtsche Kugel), dessen Spektralabhängigkeit festgelegt wurde;
2. das Eliminieren des photometrischen Fehlers, der durch ungleiche Empfindlichkeit verschiedener Stellen der menschlichen Netzhaut verursacht werden kann.

Zwei neuartige Hilfsstrahlengänge werden beschrieben:

3. Ein Strahlengang zum photometrischen Vergleich zweier benachbarter Spektrallinien, wenn nur mäßige Genauigkeit erwünscht ist.
4. Der Strahlengang eines Photometers zur Ausmessung von photographischen Schwärzungen.

IIa. Der Depolarisationsgrad Δ des Streulichts wurde visuell für einzelne Linien mit einer von den üblichen abweichenden Methode bestimmt, die sich durch ihre Lichtstärke auszeichnet. Als Mittelwert über alle Farben ergab sich $\Delta = 0{,}415$,

$T = 22^{0},8$ C. Eine Dispersion in Δ zwischen 435 und 589 mμ war nicht außerhalb des Meßfehlers $\pm 2\%$ festzustellen.

b. In Zusammenhang mit der Methode unter IIa gelangen drei neue Hilfsmethoden zur Anwendung:

1. Eine „Halbschatten"-Einrichtung für die Savartsche Platte, vom Nutzen zur visuellen Bestimmung der Schwingungsrichtung einer schwachen partiell linear polarisierten Strahlung.
2. Verfahren zur Herstellung partiell linear polarisierten Lichtes bekannten Polarisationsgrades mit monochromatischer Strahlung.
3. Methode zur Bestimmung des Betrages von falschem Streulicht zwischen gekreuzten Nicols.

Diese Arbeit begann ich auf Anregung von Herrn Prof. Dr. Peter Pringsheim, dem ich für sein liebenswürdiges Interesse und wertvollen Rat bei der Ausführung sehr zu Danke verbunden bin. Außerdem bin ich Herrn Prof. Dr. M. Czerny für seine unentbehrliche Hilfe bei dem Abschluß der Arbeit herzlich dankbar. Herrn Geheimrat Prof. Dr. W. Nernst schulde ich Dank für die bereitwillige Überlassung der Institutsmittel.

Für manch guten Rat und geschätzte Hilfe will ich mich bei Herrn Dr. H. Kreusler bedanken, der die eigenhändige Ausführung einiger der beschriebenen Instrumente ermöglichte. Meinen besten Dank spreche ich Herrn Dr. E. Ritter der Firma B. Halle Nachflg., Berlin-Steglitz, aus, durch dessen Entgegenkommen die Konstruktion meiner optischen Apparate wesentlich erleichtert wurde. Herr Dr. W. Woltersdorff schlug manche Verbesserung im Manuskript vor.

Meiner Alma Mater, dem Massachusetts Institute of Technology in Boston (U.S.A.) bin ich dankbar verpflichtet für die zweimalige Gewährung des „Malcolm-Cotton-Brown" - Stipendiums (1929—1931), ebenso dem Institute of International Education, New York, für ein Austausch-Stipendium (1929).

Zum Schluß will ich nicht verfehlen, die überaus gastfreundliche Aufnahme, die mir in Deutschland stets zuteil wurde, dankbar zu betonen.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Einleitung	5
I. Helligkeitsmessungen	6
Meßprinzip	6
Strahlengang	7
Justierung und Allgemeines	12
Photometer	13
Theoretisches über das Photometer	17
Photometrie schwacher Lichtquellen (Netzhaut-Effekt)	18
Herstellung des monochromatischen Lichts	23
Kleine Ulbrichtsche Kugel als Grau-Normal	28
Kugel-Korrektion	33
Vorteile der Kugel	34
Streugefäß und Vorbereitung des Benzols	36
Fluorescenzinhalt des Streulichts	41
Hergang der Messungen	44
Zahlenmäßige Ergebnisse	44
Das graphische Auftragen	50
Die Dispersionskorrektion, $f(\lambda) = (n^2-1)^2$	51
Photographische Messungen der Streuhelligkeit	52
Diskussion der Ergebnisse	53
II. Polarisations-Messungen	57
Einleitung	57
Prinzip der „Zusatz-Methode“ zur Messung von Δ	58
Das Superponieren des Zusatzlichtes	59
Savartsche Platte als Analysator	62
Berücksichtigung der Polarisationswirkung der Photometer-Glasplatte	64
Eichkurve	68
Messung von Δ am Benzol	70
Anhang I. Das Grau-Normal	72
Theorie der Kugel	72
Direkte Messung der Albedo nach Karrer	77
Bestimmung von a durch Hell-Fleck-Messungen	80

Seite

Wellenlängenabhängigkeit des Ansatzes 82
Wellenlängenabhängigkeit der Reflexions-Anordnung . . . 83
Kugel-Korrektion 84

Anhang II. Polarisations-Messungen 85
Winkeleinstellung der Savartschen Platte 86
Bestimmung der Schwingungsrichtung des Streulichts und des Vergleichslichts („Halbschatten"-Methode mit Savartscher Platte) 88
Falsches Streulicht zwischen gekreuzten Nicols 94
Konstante der Polarisationswirkung der Photometer-Glasplatte . 97

Anhang III. Photometer für photographische Platten 99

Zusammenfassung 103

Lebenslauf.

Am 8. August 1906 wurde ich als Sohn des Kaufmanns Arthur F. Turner in Detroit, Michigan, U.S.A., geboren. Bis 1925 besuchte ich vorschriftsmäßig Schule und Gymnasium in der genannten Stadt. Im Herbst 1925 wurde ich in das Massachusetts Institute of Technology in Boston, Massachusetts, aufgenommen und erhielt dort nach 8 Semestern Frühling 1929 im Studienfach Physik das Zeugnis „Bachelor of Science". Unterstützt durch das „Malcolm-Cotton-Brown"-Stipendium (1929—1931) der erwähnten Hochschule bezog ich im Herbst 1929 die Universität Berlin als Austausch-Student des Institute of International Education, New York.

Deutschen Sprachunterricht hatte ich im Institut für Ausländer der Universität Berlin (Sommer 1927) und in den ähnlichen Einrichtungen in Heidelberg bzw. Jena (Sommer 1928). Herr Prof. M. Czerny von dem I. Physikalischen Institut der hiesigen Universität erteilte mir liebenswürdigerweise die Erlaubnis, während der ersten zwei Semester in seinem Laboratorium mitzuarbeiten. Alsdann begann ich (Herbst 1930) meine Doktorarbeit unter der Leitung von Herrn Prof. Peter Pringsheim im gleichnamigen Institut. Beschlossen wurde die experimentelle Arbeit im Frühling 1934.

In Berlin hörte ich Vorlesungen der Herren Professoren: M. Czerny, P. Guthnick, A. Kopff, G. Hettner, W. Köhler, M. von Laue, Peter Pringsheim, E. Schrödinger u. a.